

# **Korrelation elektronischer und struktureller Eigenschaften selbstorganisierter InAs-Nanostrukturen der Dimensionen 0 und 1 auf Verbindungshalbleitern**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

**doctor rerum naturalium**

**(Dr. rer. nat.)**

im Fach Physik

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I

der Humboldt-Universität zu Berlin

von

**Diplom-Physiker Carsten Walther**

geboren am 31.01.1970 in Merseburg

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin

Prof. Dr. Dr. h. c. Hans Meyer

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I

Prof. Dr. Bernhard Ronacher

Gutachter: Prof. Dr. Ted W. Masselink

Prof. Dr. Klaus Ploog

Dr. Werner Seifert

Tag der mündlichen Prüfung: 20.12.2000

Es gibt immer weniger Menschen, die sich den Luxus leisten, ihre Überzeugungen mal  
gemächlich wanken zu lassen.

*(Max Goldt)*

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Selbstorganisiertes Wachstum von Nanostrukturen</b>	<b>1</b>
1.1	Grundprinzipien und Praxis der Molekularstrahlepitaxie . . . . .	1
1.1.1	Vakuumbedampfungen . . . . .	1
1.1.2	Molekularstrahlepitaxie . . . . .	2
1.1.3	RHEED- <i>in situ</i> Wachstumsüberwachung . . . . .	7
1.2	Heterostrukturen . . . . .	7
1.2.1	Strukturelle Aspekte . . . . .	8
1.2.2	Relaxation in dreidimensionalen Geometrien . . . . .	10
1.2.3	Elektronische Aspekte der 2-D und 0-D Quantisierung . . . . .	11
1.2.4	Optische Aspekte . . . . .	16
1.3	Selbstordnungsphänomene . . . . .	16
1.4	Verwendete <i>ex-situ</i> Charakterisierungsmethoden . . . . .	24
1.4.1	Strukturelle Eigenschaften – Röntgenstrukturanalyse . . . . .	24
1.4.2	Strukturelle Eigenschaften – Nanostrukturen-abbildende Techniken	27
1.4.3	Optische Eigenschaften - Lumineszenz und Reflektivität . . . . .	32
1.4.4	Elektrische Eigenschaften: Hall-, Shubnikov de Haas-, Kapazitäts- und Kapazitätstransientenmessungen . . . . .	34
1.5	Schlußbemerkungen . . . . .	46
<b>2</b>	<b>Quantenpunkte ohne Bedeckung</b>	<b>48</b>
2.1	Vorbemerkungen . . . . .	48
2.2	RHEED im Verlaufe des Inselwachstums . . . . .	49
2.3	Einfluß der Wachstumstemperatur . . . . .	50
2.4	Modifikation des Ferminiveaupinning . . . . .	51
2.4.1	Probendesign . . . . .	54
2.4.2	Probencharakterisierung, partielles Überwachsen . . . . .	55
2.4.3	Photoreflexion, Franz-Keldysh-Effekt und Ferminiveaupinning in GaAs . . . . .	57
2.4.4	Messungen an der freien GaAs-(100)-Oberfläche . . . . .	59
2.4.5	Messungen InAs-bedeckter GaAs-(100)-Oberflächen . . . . .	59
2.4.6	Diskussion des modifizierten Ferminiveaupinning als Folge pola- rer InAs-Facetten auf den Dots . . . . .	62
2.4.7	Selektives Ätzen der InAs-QD . . . . .	68
2.4.8	Phasenabhängige PR-Messungen . . . . .	70
2.5	Diskussion und Schlußfolgerungen . . . . .	73

<b>3</b>	<b>Das Heterosystem InAs/GaAs</b>	<b>75</b>
3.1	Vorbemerkungen	75
3.2	InAs-Quantenpunkte in einer GaAs-Matrix	77
3.2.1	Strukturanalyse an InAs-Quantenpunkt-enthaltenden GaAs-MHS mittels Transmissionselektronenmikroskopie	80
3.2.2	Strukturanalyse an InAs-Quantenpunkt-enthaltenden GaAs-MHS mit Röntgenbeugung	81
3.2.3	Optische Untersuchungen an InAs-Quantenpunkt-enthaltenden GaAs- MHS mit wachsender InAs-Bedeckung	85
3.2.4	Lateraler Transport in Schichten mit Quantenpunkten	88
3.2.5	Diskussion und Schlußfolgerungen	98
<b>4</b>	<b>Das Heterosystem InAs/ InP</b>	<b>99</b>
4.1	Vorbemerkungen	99
4.2	Homo-, Heteroepitaxie und Morphologie	101
4.2.1	Thermodynamik und Kinetik beim InP-basierenden Wachstum	101
4.2.2	Morphologieveränderung beim gitterangepaßten Wachstum	102
4.2.3	Morphologieveränderung beim gitterfehlfehlangepaßten Wachstum	102
4.2.4	Quantenstrukturen auf InP	104
4.3	Austauschprozesse in III-V Systemen	106
4.4	Selbstgeordnete InAs Quantendrähte in InP	113
4.4.1	Kathodolumineszenz-Untersuchungen	113
4.4.2	Strukturelle Untersuchungen	114
4.4.3	Untersuchung des Transports bei einer Dimension $d=1.5$	119
4.5	Schwache Lokalisierung	126
4.6	Diskussion und Schlußfolgerungen	127
<b>5</b>	<b>DLTS an Quantenpunkten</b>	<b>129</b>
5.1	Bandanordnung von Heterostrukturen	129
5.1.1	Bandanordnung in niederdimensionalen Strukturen	130
5.2	C-V an niederdimensionalen Strukturen	131
5.3	DLTS an 2-D und 0-D Strukturen	135
5.3.1	DLTS an Quantengraben	135
5.3.2	DLTS an Quantenpunkte-enthaltenden Proben	135
5.4	Quantenpunkt-induzierte Störstellen	136
5.4.1	Diskussion	154
5.4.2	Schlußfolgerungen	155
<b>6</b>	<b>Optische Untersuchungen an niederdimensionalen Heterostrukturen</b>	<b>156</b>
6.1	Vorbemerkungen	156
6.2	Optische Eigenschaften der InAs-Dots	156
6.3	Experimentelle Ergebnisse	158
6.4	Diskussion und Schlußfolgerungen	162
<b>A</b>	<b>Thesen, Aussichten</b>	<b>164</b>
<b>B</b>	<b>Materialeigenschaften</b>	<b>167</b>
<b>C</b>	<b>Naturkonstanten</b>	<b>168</b>

<b>D Danksagung</b>	<b>169</b>
<b>E Lebenslauf</b>	<b>170</b>

# Abstract

The lattice-mismatched epitaxial growth is known to induce a three-dimensional growth mode often referred to as Stranski-Krastanow growth. The resulting structures have typical sizes of 10 nm and possess quantum properties, which are of fundamental physical interest, since artificial atoms and dimensionality effects can be studied. There is a growing interest from an applicational point of view also, since low dimensional structures of a high crystal quality and of a high degree of designerability can be created.

In this work such structures of a dimensionality  $d=0,1$  and 2 based on compound semiconductors have been designed and prepared by molecular beam epitaxy to perform comparative studies with respect to their electronic, structural and optical properties. Self assembled quantum wires and dots in conductive channels have been examined according to their influence on lateral electrical transport. It is demonstrated how additional surface states from quantum dots cause a distinct shift in the Surface Fermi-level of a GaAs (100) surface. Vertical transport through dots is used to support a model of one-dimensional coupling between deep states induced by the dots. Additionally, optical investigations let us attain a better understanding of the process of dot formation and the electronic coupling between the randomly distributed dots.

Das gitterfehlangepaßte Kristallwachstum führt unter bestimmten Bedingungen zu einem 3-D Wachstumsmodus, der oft Stranski-Krastanow Wachstum genannt wird. Resultierende Strukturgrößen liegen in der Größenordnung 10 nm und die Halbleiterstrukturen besitzen daher Quanteneigenschaften. Sie stehen im Fokus grundlagenwissenschaftlichen Interesses, da künstliche Atome und Dimensionalitätseffekte an ihnen untersucht werden können. Auch von der Anwendungsseite wächst das Interesse, da niederdimensionale Strukturen hoher Kristallqualität und mit hoher gestalterischer Freiheit geschaffen werden können.

In dieser Arbeit wurden Mischhalbleiter-Heterostrukturen der Dimensionalität  $d=0,1$  und 2 mittels Gasphasen-MBE hergestellt. Ziel war eine Korrelation der strukturellen mit den elektronischen und optischen Eigenschaften. Selbstformierende Quantendrähte und Quantenpunkte in leitfähigen Kanälen wurden in ihrem Einfluß auf den lateralen Transport untersucht. Weiterhin wird dargestellt, wie zusätzliche, durch Quantenpunkte induzierte Oberflächenzustände eine deutliche Verschiebung der Energie des Oberflächen-Ferminiveau-Pinning einer GaAs-(100)-Oberfläche verursachen. Der senkrechte Elektronentransport durch Quantenpunkte dient der Untersuchung von Dot-induzierten, tiefen elektronischen Zuständen und der Erklärung eines eindimensionalen Modells elektronischer Kopplung zwischen denselben. Zusätzlich führen uns die Ergebnisse optischer Messungen zu einem besseren Verständnis des Vorgangs der Dotformierung und der elektronischen Kopplung zwischen zufällig verteilten Quantenpunkten.

# Im Rahmen dieser Arbeit angefertigte Publikationen

- H. Kissel, U. Müller, C. Walther, W.T. Masselink, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, and Z.Ya. Zhuchenko,  
*Peculiarities of photoluminescence in pseudomorphic modulation-doped  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/In_{0.1}Ga_{0.9}As/GaAs$  quantum wells*,  
Physical Review B **58**, (8) 4754–4757 (1998).
- G.G. Tarasov, U. Müller, Yu.I. Mazur, H. Kissel, Z.Ya. Zhuchenko, C. Walther and W.T. Masselink,  
*Direct investigation of localized hole states in pseudomorphic modulation-doped  $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs$  heterostructures by optical detection of quantum oscillations*,  
Physical Review B **58**, 4733–4739 (1998).
- Z.Ya. Zhuchenko, G.G. Tarasov, S.R. Laviorik, Yu.I. Mazur, M.Ya. Valakh, H. Kissel, W.T. Masselink, U. Müller, and C. Walther,  
*Many-body effects in photoluminescence of heavily doped  $AlGaAs/InGaAs/GaAs$  heterostructures*,  
Semiconductor Physics, Quantum Electron. Optoelectron. **2**, (4) 5–9 (1999).
- Z.Ya. Zhuchenko, G.G. Tarasov, S.R. Laviorik, Yu.I. Mazur, M.Ya. Valakh, H. Kissel, W.T. Masselink, U. Müller and C. Walther,  
*Optical characterization of pseudomorphic heterostructures  $AlGaAs/InGaAs/GaAs$* ,  
Semiconductor Physics, Quantum Electron. Optoelectron. **2**, (3) 103–108 (1999)
- C. Walther, B. Herrmann, I. Hähnert, W. Neumann, and W.T. Masselink,  
*Electrical transport in superlattices containing  $InAs$  quantum dots in  $GaAs$  and  $InP$* ,  
Superlattices and Microstructures **25**, (1/2) 53–56 (1999).
- C. Walther, J. Bollmann, H. Kissel, H. Kirmse, W. Neumann, and W.T. Masselink,  
*Nonexponential capturing behavior of carriers in samples with embedded  $InAs$  quantum dots*,  
Physica E **273-274**, 971–975 (1999).
- C. Walther, R.P. Blum, H. Niehus, W.T. Masselink, and A. Thamm,  
*Modification of the Fermi-level pinning of  $GaAs$  surfaces through  $InAs$  quantum dots*,  
Physical Review B **60**, (20) R13962–R13965 (1999).

- C. Walther, J. Erxmeyer, E. Schippel, L. Hoering, and W.T. Masselink,  
*Growth and electrical characterization of self-organized InAs quantum wires on InP*,  
Inst. Phys. Conf. Ser. **166**, (4) 195–198 (2000).
- W.T. Masselink, H. Kissel, U. Müller, C. Walther, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, M.P. Litsitsa, S.R. Lavoric and Z.Ya. Zhuchenko,  
*InAs quantum dots embedded into anti-modulation-doped GaAs superlattice structures*,  
Semicond. Phys., Quantum Electron. Optoelectron. **3**, (2) 121–125 (2000).
- C. Walther, R.P. Blum, H. Niehus, A. Thamm, and W.T. Masselink,  
*Modified Fermi-level pinning of the (100) GaAs surface through InAs quantum dots in different stages of overgrowth*,  
Journal of Electronic Materials **29**, (5) 504–509 (2000).
- C. Walther, W. Hoerstel, H. Niehus, J. Erxmeyer, and W.T. Masselink,  
*Growth, structural and electrical characterization of self-assembled InAs quantum wires on (001)InP*,  
Journal of Crystal Growth **209**, 572–580 (2000).
- C. Walther, J. Bollmann, H. Kissel, H. Kirmse, W. Neumann, and W. T. Masselink,  
*Characterization of electron trap states due to InAs quantum dots in GaAs*,  
Applied Physics Letters **76**, (20) 2916–2918 (2000).
- W.T. Masselink, H. Kissel, U. Müller, C. Walther, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, G.Yu. Rud'ko, M.Ya. Valakh, V. Malyarchuk and Z.Ya. Zhuchenko,  
*Pseudomorphic modulation-doped AlGaAs/InGaAs/GaAs heterostructures with strong manifestation of many-body effects*,  
Semicond. Phys., Quantum Electron. Optoelectron. **3**, (2) 126–137 (2000).
- H. Kissel, U. Müller, C. Walther, W.T. Masselink, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, G.Yu. Rud'ko, M.Ya. Valakh, V. Malyarchuk and Z.Ya. Zhuchenko,  
*Intensity dependence of the Fermi edge singularity in photoluminescence from modulation-doped  $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs$  heterostructures*,  
Physical Review B **61**, (12) 8359–8362 (2000).
- Vas.P. Kunets, H. Kissel, U. Müller, C. Walther, W.T. Masselink, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, Z.Ya. Zhuchenko, S.R. Lavoric, and M.Ya. Valakh,  
*Thickness dependence of disorder in pseudomorphic modulation-doped  $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As/GaAs$  heterostructures*,  
Semicond. Sci. Technol. **15**(11), 1035–1038 (2000).
- G.G. Tarasov, Yu.I. Mazur, Z.Ya. Zhuchenko, J.W. Tamm, A. Maaßdorf, D. Nickel, H. Kissel, C. Walther, and W.T. Masselink,  
*Carrier transfer in self-assembled coupled InAs/GaAs quantum dots*,  
Journal of Applied Physics **88**(12), 7162–7170 (2000).



- H. Kissel, U. Müller, C. Walther, W.T. Masselink, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, and M.P. Lisitsa,  
*Size distribution in self-assembled InAs quantum dots on (001) GaAs for intermediate InAs coverage* ,  
Physical Review B **62**(11), 7213–7218 (2000).
- Yu.I. Mazur, J.W. Tamm, T. Elsaesser, G.G. Tarasov, H. Kissel, C. Walther, Z.Ya. Zhuchenko, and W.T. Masselink,  
*Stair-step-like spectral dependence of energy and carrier transfer in high density InAs/GaAs quantum dots* ,  
submitted to Applied Physics Letters.
- Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, Z.Ya. Zhuchenko, H. Kissel, C. Walther, W.T. Masselink, J.W. Tamm, and T. Elsaesser,  
*Novel Raman scattering indication of the 2D-3D growth transition in InAs/GaAs systems* ,  
submitted to Applied Physics Letters.
- J.W. Tamm, T. Elsaesser, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, Z.Ya. Zhuchenko, H. Kissel, C. Walther, and W.T. Masselink,  
*Direct verification of inter-dots coupling in the dense system of InAs/GaAs quantum dots* ,  
submitted to Physical Review B.

# Kapitel 1

## Selbstorganisiertes Wachstum von Nanostrukturen, Untersuchungsmethoden

### 1.1 Grundprinzipien und Praxis der Molekularstrahlepitaxie

#### 1.1.1 Vakuumbedampfungen

Die in dieser Arbeit diskutierten Heterostrukturen verlangen ein hohes Maß an Kontrolle der Grenzflächen auf atomarem Maßstab. Eine solche ist nur durch den Fortschritt der Vakuumbedampfungstechnik möglich geworden, der insbesondere seit Mitte der 80er Jahre zu verzeichnen war und eine ganze Reihe von Erfindungen und einen enormen technologischen Fortschritt auf dem Gebiet des Halbleiterkristallwachstums mit sich brachte. Diese Entwicklungen bilden aber auch ein Gruppe ganz neuer Untersuchungsmethoden (z.B. in der Miskroskopie) und erlauben damit ein neues Verständnis physikalischer Phänomene.

Die Molekularstrahlepitaxie (engl.= **M**olecular **B**eam **E**pitaxie - **MBE**) ist eine Vakuumbedampfungstechnik. Sie wird im Unterschied zu anderen Wachstumstechniken wie z.B. der MOVPE<sup>1</sup> wesentlich durch die Reaktionskinetik auf der Oberfläche bestimmt. Wie aus Abb. 1.1 und der folgenden Übersicht ersichtlich wird, reihen sich die von uns verwendeten Techniken MBE und Gasquellen-MBE (GS-MBE) am unteren Ende der Druckskala der Vakuumbedampfungen ein, was die Verwendung solcher *in-situ* (grch.-, „am Orte“) Techniken wie RHEED (Beugung hochenergetischer Elektronen, engl.- „Reflection high-energy electron diffraction“) oder Augerspektroskopie ermöglicht. Die Wachstumsdrücke liegen bei  $10^{-5}$  Torr bei Verwendung der Gasquellen und bei abschließlicher Verwendung von Feststoffquellen bei  $10^{-8}$  Torr. Für den gesamten Bereich jedoch gilt, daß die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle

$$\lambda = \frac{1}{\pi n \sigma^2} \quad (1.1)$$

größer ist als der Weg von den Quellen bis zum Bestimmungsort<sup>1</sup>). Hier steht  $n$  für die Konzentration der Gasmoleküle und  $\sigma$  ist die Ausdehnung eines angenommenen sphäri-

---

<sup>1</sup>Metal organic vapor phase epitaxy

schen Moleküls. Die niedrigen Wachstumstemperaturen  $T_S$  bedingen ein Regime weitab vom thermischen Gleichgewicht.

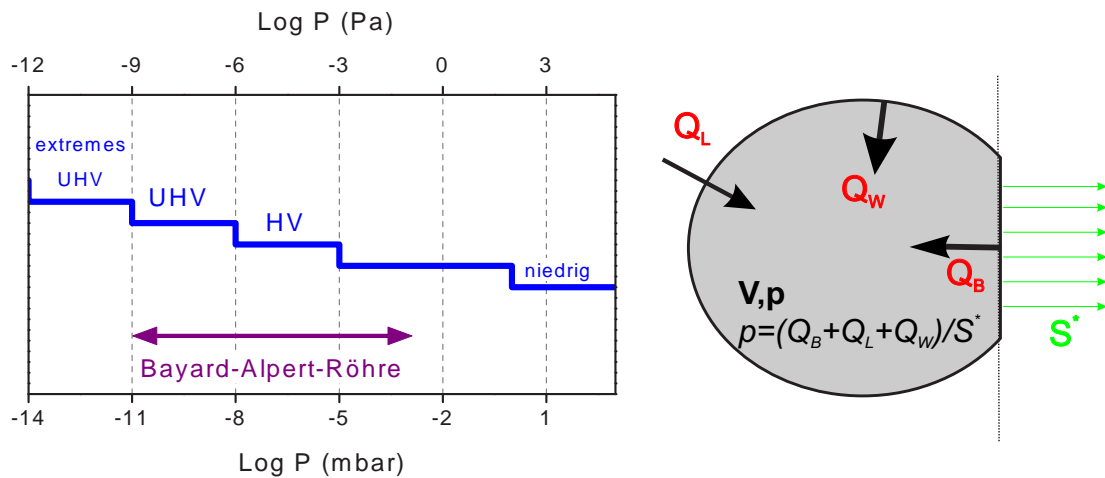


Abb. 1.1: Links) Der Druck  $p$  in der MBE liegt zwischen  $10^{-11}$  und  $10^{-5}$  mbar und bedingt molekulare Flüsse. Gemessen wird er mit einer modifizierten Vakuumionisationsröhre. Rechts) Der Gleichgewichtsdruck im Rezipienten ergibt sich aus dem Verhältnis der drei Raten  $Q_W$  (Desorption von den Wänden),  $Q_L$  (Leckrate) und  $Q_B$  (Rate des Rückströmens) verglichen zur effektiven Pumpgeschwindigkeit  $S^*$  (nach<sup>1)</sup>). (1000 mbar=760 Torr)

Molekularer Fluß				Viskoser Fluß	
Elementzellen-MBE	Hydride-MBE	Metallorganische-MBE		Niederdruck	Atmosphären-druck
MBE	GS-MBE	MO-MBE	CBE	MOVPE	MOVPE
	Gas-Quellen-MBE				
$< 10^{-6}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-4}$	$10^{-2} - 300$	760
Torr					
600°C				750°C	
Gruppe III und Gruppe V Elemente	Gruppe III Elemente, Gruppe V Hydride	Gruppe III Alkyle, Gruppe V Elemente	Gruppe III Alkyle, V Alkyle oder Hydride		
RHEED möglich					

Verschiedene Vakuumbedampfungstechniken mit den gemeinhin verwendeten Kürzeln. Die MBE und GS-MBE erlauben atomare Glattheit, Wachstumsraten zwischen  $0.001$  und  $1 \mu\text{ms}^{-1}$ , eine Dickenkontrolle in der Größenordnung von 1% sowie Monolagenwachstum. Mit GS-MBE wird darüber hinaus das Wachstum P-haltiger Verbindungshalbleiter ermöglicht.

## 1.1.2 Molekularstrahlepitaxie

Aus pyrolytischen Bornitridtiegeln heraus werden durch einen thermisch erzeugten Dampfdruck Molekularstrahlen erzeugt. Diese sind in einen evakuierten Rezipienten gerichtet. Die Molekularströme gelangen aufgrund des geringen Drucks ohne Kollisionen auf ein im Achsenzentrum aller Tiegel befindliches Substrat. Dort formen sie entsprechend der kristallinen Unterlage und der angebotenen molekularen Spezies einen epitaktischen Film (Epitaxie grch.- „Aufwachsen“). Die bei der MBE vorkommenden Prozesse sind schematisch in Abb. 1.2 skizziert.

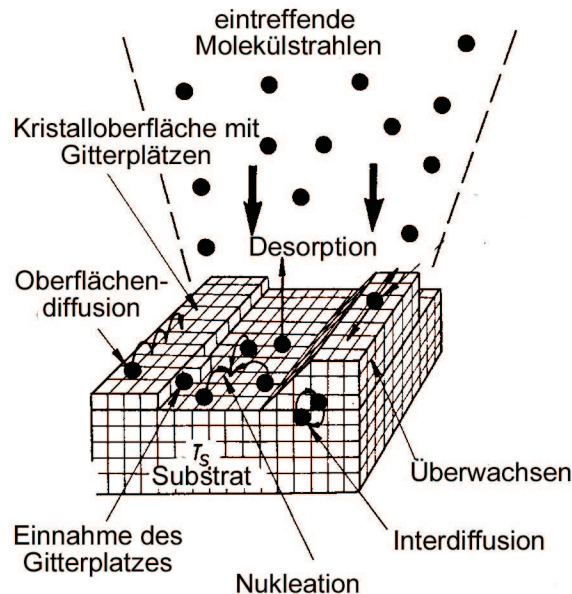


Abb. 1.2: Verschiedene bei der MBE stattfindende Oberflächenreaktionen (nach<sup>2)</sup>).

Die wichtigsten Prozesse sind:

- die Adsorption der eintreffenden Atome und Moleküle,
- die Oberflächenmigration und Dissoziation der adsorbierten Moleküle
- Nukleation
- die Inkorporation in den Kristall und
- die thermische Desorption der nicht inkorporierten Atome.

Die Zusammensetzung der epitaktischen Schicht und die Art ihrer Dotierung wird durch das Verhältnis der eintreffenden Atomspezies aber auch die Stöchiometrie, d.h. die Verteilung der vorhandenen Gitterplätze geregelt. Wachstumsraten von typischerweise  $1 \mu\text{m/h}$  (etwa 1 Monolage (ML)/s) erlauben gewöhnlich, daß die auf der Oberfläche adsorbierten Atome ausreichende Zeit haben, um zu ihren vorzugsweisen Wachstumsplätzen zu migrieren (z.B. Stufen). Dadurch werden sehr glatte Wachstumsfronten gesichert. Die Wachstumsrate ist bei III-V-Halbleitern im allgemeinen durch die Rate des Metalls bestimmt. Um diese Rate zu realisieren benötigt man im Falle von GaAs einen Fluß von  $6 \cdot 10^{14} \text{ Ga-Atome cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Die Gasquellenmolekularstrahlepitaxie (GS-MBE) ist eine abgewandelte Form der MBE. Anstelle der festen Elemente der V-ten Hauptgruppe (As und P) werden diese in Form der Hydride  $\text{AsH}_3$  und  $\text{PH}_3$  angeboten. Die Aufspaltung z.B. des Arsins in  $\text{As}_2$

(eventuell  $As_4$ ) und  $H_2$  erfolgt in einer Hochtemperaturzelle. Dabei fällt während des Wachstums eine relativ große Gasmenge Wasserstoff an. Der Hintergrunddruck ist gegenüber der konventionellen MBE erhöht.

Trotzdem bleiben der GS-MBE wesentliche Vorteile der MBE erhalten. Es sollte nicht unerwähnt bleiben, daß dem Wasserstoff auch eine aktive Rolle beim Wachstum zugeschrieben wird.

Um nur verschwindend geringe Verunreinigungen des Kristalls zu erzielen, muß die Anzahl der auf der Substratoberfläche eintreffenden Fremdatome klein gegen die Molekularströme der Konstituenten des Kristalls sein. Für Konzentrationen  $< 10^{15} cm^{-3}$  muß der entsprechende Partialdruck kleiner als  $10^{-14}$  Torr sein. Dies ist eine sehr komplexe Forderung an die Reinheit im UHV-System. In Abb. 1.3 wird dies am Beispiel der Beweglichkeit von HEMT-Strukturen (High electron mobility transistor) deutlich. Diese ist kritisch von Verunreinigungen abhängig. In der Abbildung ist z.B. zu sehen, daß nach einer Kammeröffnung ca. 5 Monate vonnöten waren, um die Ausgangssauberkeit wieder zu erreichen<sup>3)</sup>. Nach Ref.<sup>1)</sup> und Abb. 1.1 kann dieser Sachverhalt auch mit der Zeitabhängigkeit  $t^{-1}$  der Desorption von Restgasen von den Wänden des Rezipienten erklärt werden, die leicht ein Jahr als ratenbegrenzender Prozeß vorherrschen kann.

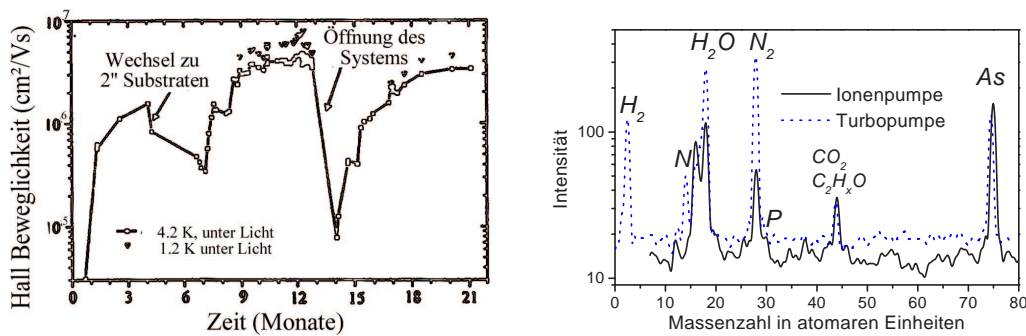


Abb. 1.3: Links) Sauberkeit einer MBE gemessen an der Hall-Beweglichkeit von HEMT-Strukturen, deren Werte durch Fremdionenstreuung begrenzt sind (nach Ref.<sup>3)</sup>). Rechts) Das Massenspektrum für die Turbopumpe zeigt ihr schwaches Kompressionsverhalten für Moleküle mit kleiner Atommasse (vgl. Term  $Q_B$  in Abb. 1.1).

Aus dem im rechten Bild von Abb. 1.3 gezeigten Massenspektrogramm wird darüber hinaus deutlich, daß die im Rezipienten vorherrschende, verunreinigende Spezies auch von der verwendeten Pumpe abhängen kann. Bei der Feststoff-MBE benutzen wir vorwiegend die Ionenpumpe, während wegen der großen anfallenden Gasmengen im Falle der GSMBE die Verwendung einer Turbomolekularpumpe notwendig wird.

Nach Sitter<sup>2)</sup> verlaufen vier wesentliche Fortschritte der MBE zu ihrem Durchbruch in den 80er Jahren. Zum einen konnte Phosphor in Gasform mit hoher Reinheit angeboten werden und ermöglichte eine beträchtliche Erweiterung der Kombinationsmöglichkeiten heteroepitaktischen Wachstums. Dann wurde die Bedeutung der Intensitätsoszillationen im RHEED Muster (vgl. S.7) für die Steuerung von Wachstumsprozessen und die Untersuchung grundlegender Wachstumsbedingungen erkannt<sup>4, 5, 6)</sup>. Für die vorliegende Arbeit ist z.B. wichtig, daß die Dotformierung und auch die Facettierung der dreidimensionalen Wachstumsformen festgestellt werden konnte. Über die Phase der Oszillation ist es außerdem möglich abzuschätzen, ob man eine geschlossene Atomlage gewachsen hat. Weniger interessant für unser Labor sind die Erfindung des H-assistierte Wachstums und der Prozeßintegration durch Mehrkomponenten-UHV-Rezipienten.

**Die MBE Riber 32 unseres Labors** Die Molekularstrahlepitaxie, die zur Herstellung der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Proben verwendet wurde, ist eine modifizierte RIBER 32 Zweikammeranlage. Außer der Intro-Kammer, deren Aufgabe im Schleusen und wachstumsvorbereitender Oberflächenbehandlung besteht, hat sie einen Horizontalreaktor mit 8 Zellenports, die auf zwei Ebenen kugelförmig um die Substratposition angeordnet sind.

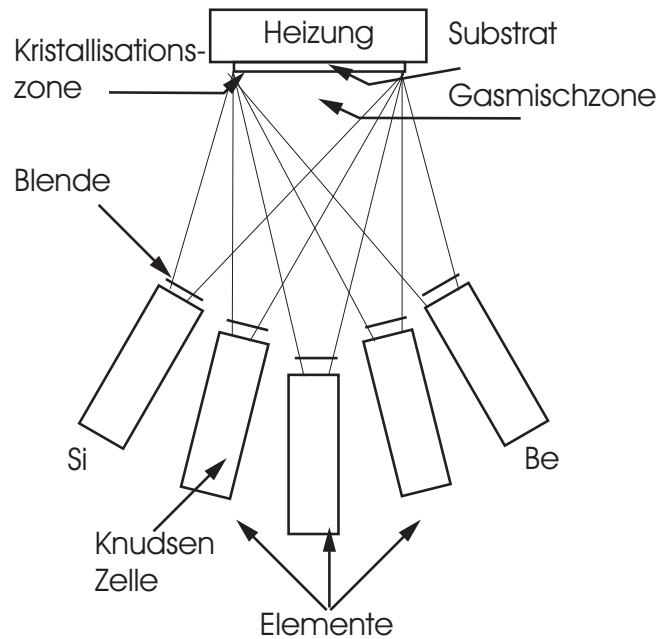


Abb. 1.4: Schematischer Aufbau einer konventionellen MBE-Anlage.

Sechs dieser Ports sind mit Feststoff-Knudsenzellen belegt: Gallium (Ga), Aluminium (Al) und Indium (In) als Metalle, Arsen (As) als V-te Gruppe Feststoff-Element, Silizium (Si) und Beryllium (Be) als die Dotanten für n- respektive p-Dotierung. Eine Knudsenzelle ist eine isotherme Verdampfungskammer mit einer über große Zeitabschnitte konstanten verdampfenden Oberfläche ( $A_e$ ) und einer schmalen, im Vergleich zu  $A_e$  und zur mittleren freien Weglänge der in der Gasphase befindlichen Moleküle kleinen Öffnung hin in einen evakuierten Rezipienten. Ist die Öffnung mit sehr dünnen Wänden versehen, so wird die Reflexion zurück in die Zelle sehr unwahrscheinlich und man erhält eine durch die Knudsen-Gleichung beschriebene Verdampfungsrate<sup>2)</sup>.

$$\Gamma_e = \frac{dN_e}{dt} = 8.33 \times 10^{22} \frac{pA_e}{MT} [\text{Moleküle s}^{-1}] \quad (1.2)$$

Hier sind  $p$  der Druck in der Verdampfungskammer,  $M$  ist die Molekülmasse und  $T$  die Temperatur. Probleme sind die Forderung nach Langzeitstabilität und einer Homogenität des partiellen Molekülstrahls auf der Substratoberfläche. Da die Riber 32 jedoch für 3" Substrate konzipiert war und sie lediglich für das Wachstum auf Vierteln von 2"-Scheiben verwendet wurde, sollte die Forderung nach Homogenität erfüllt sein. Die verwendeten Zellen haben jedoch eine recht große Öffnung, um hohe Molekularflüsse zu realisieren. Dies kann unter Umständen beim Öffnen der Blenden zu Temperatur-Transienten (die

Folge ist eine Transiente in der Wachstumsrate) und zur Ausbildung von Ablagerungen am Rande der Öffnung führen ( $A_e$  wird kleiner !).

Ein weiterer Port ist durch eine Hochtemperaturzelle zum Zersetzen der Gase Arsin ( $\text{AsH}_3$ ) und Phosphin ( $\text{PH}_3$ ) besetzt. Diese hat eine Spaltungseffizienz größer 90 % bei  $T=830$  (850) °C für das Zerlegen des  $\text{AsH}_3$  ( $\text{PH}_3$ ). Die hauptsächliche Spezies der zerlegten Gase sind in beiden Fällen die Dimere  $\text{As}_2$  und  $\text{P}_2$ . Dies ist wichtig, da  $\text{As}_4$  einen weit geringeren Einbaukoeffizienten ( $\leq 0.5$ ) besitzt, als das Dimer.

Da beide Gase durch denselben Port eingelassen werden, braucht man zur Realisierung einer Heterostruktur mit einem Wechsel des V-te Gruppe Elements einen vollständigen Gasaustausch, da ansonsten in der aufwachsenden Schicht Restmengen des vorigen Elements gefunden werden. Auch die Mischung der Gase z.B. zur Herstellung einer  $\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}$ -Schicht ist nicht trivial, da die beiden Gase nicht im Verhältnis ihrer Partialdrücke eingebaut werden.

Die Zellen enthalten je ein Thermoelement zur Temperaturkontrolle. Diese stehen mit Temperaturregeleinrichtungen der Marke EuroTherm in Verbindung. Die EuroTherm regeln die Temperatur entweder über eigene Programme oder mit einer Computeransteuerung. Sie sind mit einer Selbstkalibrierung zur Einstellung ihrer PID-Regelparameter<sup>7)</sup> ausgestattet, was eine optimale Ansteuerung der Temperatur gewährleistet.

Die temperaturabhängigen Wachstumsraten  $R(T)$  haben eine Form

$$R(T) = \exp \frac{T - T_0}{sl} \quad (1.3)$$

für die eigentlichen Materialien. Der Parameter  $T_0$  kann dabei Schwankungen unterliegen, die z.B. davon abhängig sind, wieviel Material im Tiegel ist. Der Parameter  $sl$  sollte dagegen konstant bleiben.

Die Planung der zu wachsenden Strukturen und die Steuerung der Sequenzen für die Temperaturen und Blenden basierte auf einem Programm, bei dem die Zeitlimitierung der Verarbeitung der Computerbefehle in der Größenordnung einer Sekunde (das entspricht ca. 1 ML) lag. Mit der bestehenden Software kam es zu Unzulänglichkeiten mit der Fehlerbearbeitung. Beim Auflaufen von mehr als 10 Fehlern ist sie häufig nicht ohne Wachstumsverzögerungen ausgekommen, wodurch die wirklichen Strukturen von den geplanten abwichen. Für Einzelschritte spielte dies keine Rolle, doch bei multiplen Schaltsequenzen kam es dabei zu Zeitabweichungen bis zu 20 % der Gesamtlaufzeit eines Wachstumsprogramms<sup>2</sup>. Die Folge war die Entwicklung einer neuen Software, die nun eine Zeitauflösung von Zehntel-Sekunden hat und keine Verzögerungen zuläßt<sup>8)</sup>.

Am achten Zellenport ist ein Pyrometer an die Vakuumkammer angeschlossen, mit welchem die Substrattemperatur  $T_S^{Py}$  optisch gemessen wird. Alternativ dazu gibt es zur Messung von  $T_S^{Th}$  am Substratmanipulator ein Thermoelement in unmittelbarer Nähe zum Substratblock. Es gibt zwei Sorten Substratblöcke; zum einen werden die Substratstücke mit In auf den Block geklebt<sup>3</sup> oder die Substrate werden mit Klemmen über einer Öffnung im Substrathalter befestigt. Bei der zweiten Variante eines Substrathalters ergeben sich für die Temperaturen  $T_S^{Py}$  und  $T_S^{Th}$  in der Nähe der Desorptionstemperatur für das Oxyd des GaAs nur Abweichungen von 10 K.

Wie bereits früher angeführt, wird der Rezipient alternativ durch eine Turbopumpe

<sup>2</sup>Übermittlungsfehler traten in einer gewissen Übergangsphase auf, bis die Anlage auf neue EuroTherm umgerüstet wurde.

<sup>3</sup>Die Fixierung des Substrats bietet sich insbesondere bei der Messung von RHEED-Oszillationen an.



oder eine Ionen-Getter-Pumpe evakuiert. Zur Analyse des Vakuums steht ein Massenspektrometer zur Verfügung.

**Einige spezielle Methoden der MBE** Bei der Untersuchung der RHEED-Oszillationen beobachtet man bei Beginn des Wachstums eine Abnahme der Reflektivität der Probenoberfläche. Dies wird mit der Aufrauung der Oberfläche erklärt. Der entgegengesetzte Effekt tritt ein, wenn man das Wachstum unterbricht (GI, engl. „growth interrupt“). Diese Unterbrechung initiiert zwei Prozesse. In einem schnellen Prozeß migrieren Atome der III. Hauptgruppe zu Stufenkanten und werden eingebaut und in einem langsameren organisieren sich im Bereich einer Übergangsschicht ganze Terrassen um. Wie dick eine solche oberflächennahe Übergangsschicht ist, hängt von den konkreten Wachstumsbedingungen ab. Man unterscheidet, ob es sich um eine Änderung der Oberflächenrekonstruktion oder um eine Bündelung von Stufen handelt.

Den Effekt der Reorganisation der Oberfläche in einem GI nutzt man bei der *phasengekoppelte Epitaxie*. Das Konzept der Glättung der oberflächennahen Übergangsschicht wird hier mit der computerausgewerteten RHEED-Oszillationsmessung zusammengebracht. In einer bestimmten Phase der Oszillation wird ein GI eingefügt und nachher auf einer glatten Oberfläche (wiederum mit RHEED gemessen) weitergewachsen.

Eine andere Sonderform der MBE ist die *Atomlagenepitaxie* (ALE). Sie stellt ein oberflächen- anstelle eines quellengesteuerten Wachstums dar. Hier werden der Oberfläche abwechselnd pulsweise neutrale Atomsorten angeboten, gefolgt von einer Totzeit, in deren Verlauf die im Überschuß zu einer Monolage aufgedampften Materialien wieder verdampft werden. Dies hat ein Atomlagenwachstum zur Folge. Eine sehr ähnliche Wachstumsmethode ist die MEE (engl. „Migration Enhanced Epitaxy“), wo einzig die Totzeiten weggelassen werden.

### 1.1.3 RHEED-*in situ* Wachstumsüberwachung

Zur *in-situ* Analyse der Wachstumsfront gibt es wie oben angeführt die RHEED-Messung<sup>2, 9, 5)</sup>. Wie in Abb. 1.5 dargestellt trifft hierbei unter streifendem Einfall ein Elektronenstrahl auf die Probenoberfläche und wird nach vorn entsprechend des Oberflächengitters gebeugt. Dadurch entstehen auf einem Fluoreszenzschirm Beugungsmuster, deren Abstände zur Messung von Oberflächenrekonstruktionen oder auch direkt der Gitterkonstanten<sup>2, 10)</sup> verwendet werden können. Die Elektronen haben Beschleunigungsspannungen von  $\sim 10$  kV und dringen wegen des kleinen Winkels  $\theta$  ( $1^\circ \rightarrow 3^\circ$ ) nur wenige Monolagen in den Kristall ein. Bei Beschränkung auf einfache Beugung wie in Bild 1.5 ist die kinematische Beugungstheorie zur theoretischen Beschreibung anwendbar<sup>11)</sup>. Im Rahmen dieser Arbeit werden jedoch keine grundlegenden RHEED-Untersuchungen erfolgen. Es wird lediglich Gebrauch von der Messung der periodischen Oszillationen zur Wachstumsratenbestimmung und zur Beurteilung von Oberflächenrekonstruktionen gemacht.

## 1.2 Heterostrukturen

Das eigentliche Anliegen aller Epitaxieformen ist die Herstellung von Heterostrukturen als artifizielle Kristalle mit einem der Anwendung dienlichen Verlauf des elektrischen



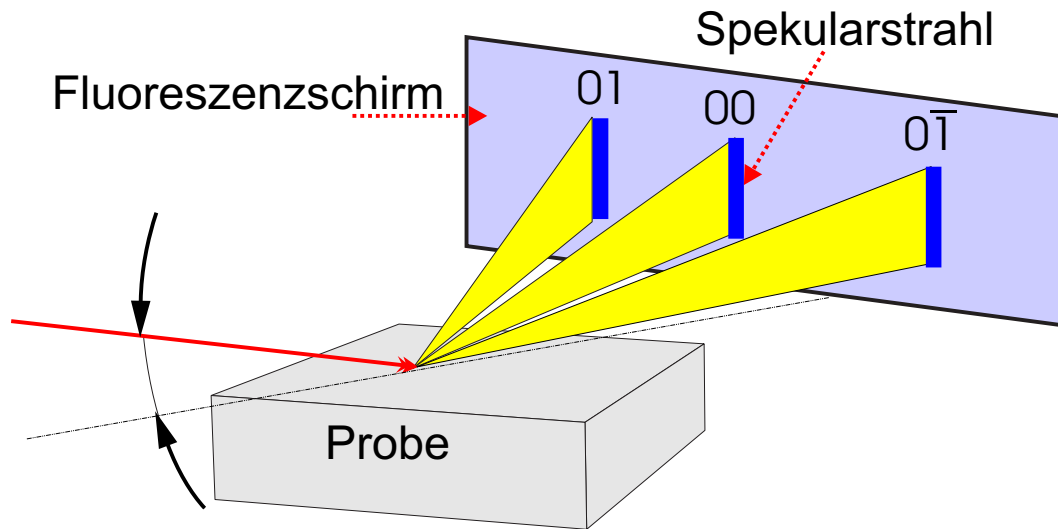


Abb. 1.5: Schema zur RHEED-Methode. Elektronen treffen unter streifendem Winkel  $\theta$  auf eine Oberfläche und werden an den Maschen des Oberflächengitters gebeugt. Glatte Oberflächen ergeben wegen der Verlängerung der reziproken Gitterpunkte zu Stäben Striche mit einem Abstand entsprechend der Oberflächelementarzelle im reziproken Raum.

Potentials. Eine Heterostruktur liegt vor, wenn zwei Halbleiter unterschiedlichen chemischen Ursprungs aneinandergrenzen. Die Grenzfläche ist dabei idealerweise auf eine oder wenige Monolagen begrenzt. Im allgemeinen ändern sich in ihr fast alle physikalischen Eigenschaften struktureller (Gitterkonstante  $a_0$ , Gittertyp, thermischer Ausdehnungskoeffizient), elektrischer (Bandlücke  $E_g$ , Bandstruktur, elektrisches Potential  $\Phi$ , Ladungsträgerkonzentration und Typus –n oder p–, Deformationspotentiale) und optischer Art (Brechungsindex  $n$ , dielektrische Funktion  $\epsilon$ ).

### 1.2.1 Strukturelle Aspekte

Allgemein gefaßt ist die MBE ein Wachstumsprozeß eines festen Films auf einem kristallinen Substrat, bei dem die Anordnung der Atome im wachsenden Film von der Unterlage übernommen wird. Ich konzentriere mich hier auf Übergänge, in denen der Gittertyp die Zinkblendestruktur mit Anionen und Kationen auf den einzelnen Diamantuntergitterplätzen ist (siehe Abb. 1.7). Abhängig von der Indizierung der Oberfläche existieren polare (in Abb. 1.7  $\{100\}$ – nur Kationen oder Anionen) oder nichtpolare (Mischtyp, z.B.  $\{110\}$  orientierte) Grenzflächen. Die Erhaltung des Gittertypus beim epitaktischen Wachstum ist eine wesentliche Voraussetzung, daß der wachsende Film als ideales Kristallgitter aufwächst. Die andere ist die Ausdehnung der Elementarzelle des Gitters. Die ist, wie aus Abb. 1.6 ersichtlich, sehr unterschiedlich für unterschiedliche Verbindungshalbleiter. Die relaxierten Gitterkonstanten der untersuchten Materialien können gemeinsam mit anderen physikalischen Eigenschaften dem Anhang B.1 entnommen werden. Die Gitterfehlانpassung  $f$  wird definiert durch

$$f = \frac{a_S - a_F}{a_F}, \quad (1.4)$$

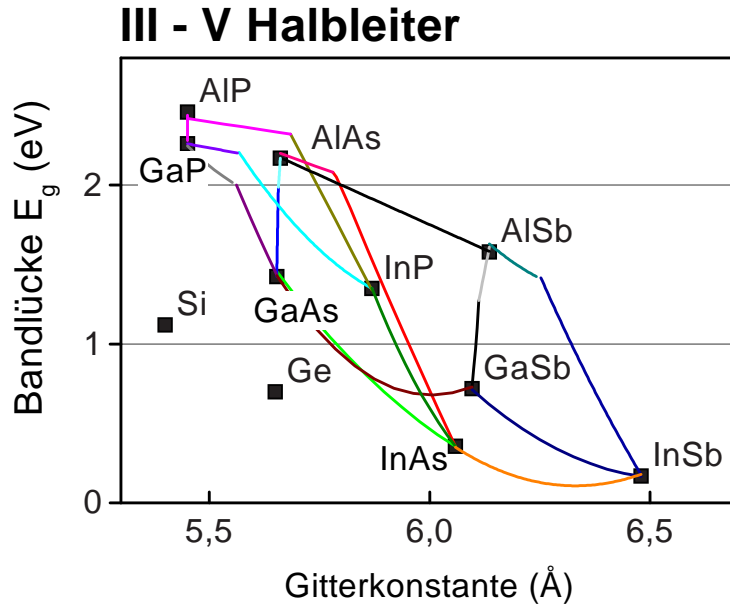


Abb. 1.6: Gitterkonstanten und Raumtemperatur-Bandlücke für verschiedene Verbundhalbleiter sowie Ge und Si. Gitterangepasstes Wachstum ist für Materialien möglich, die senkrecht übereinander im Diagramm liegen.

wobei  $a$  die Gitterkonstante ist und die Indizes S und F für das Substrat und den Film stehen. Wenn der Film in der Grenzfläche exakt die Atompositionen des unterliegenden Substrats annimmt (pseudomorphes Wachstum), so ist seine Verspannung

$$\epsilon = \frac{a_F^{str} - a_F}{a_F}, \quad (1.5)$$

gleich der Gitterfehlانpassung. Offensichtlich ist die Verspannung tensoriellen Charakters. Wenn dagegen ein Teil  $d$  der Gitterfehlانpassung durch Versetzungen abgebaut wird, so ergibt sich

$$f_i = \epsilon_i + d_i, \quad i = x, y.$$

Man unterscheidet Verspannungen kompressiver und gedehnter Natur, wobei letzterer Fall einen positiven Wert für  $f$  bedeutet. Etwaige Versetzungen werden als extra Atomlagen im epitaktischen Film auftauchen.

Die Fehlanpassung  $f$  beträgt im System GaAs/InAs 7 % und im System InP/InAs 3,2 %. Für ternäre Systeme lassen sich durch Variation der Zusammensetzung frei variable Fehlanpassungen  $f$  erreichen. Interessant ist der Fall, daß die Epitaxieschicht pseudomorph auf das Substrat aufwächst. Grenzfall dieses Wachstums ist der des gitterangepaßten Wachstums, welcher für Ternäre nur für bestimmte Werte des Mischungsverhältnisses  $x$  erfüllt ist (Beispiele sind GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>P,  $x=0.52$ ; InP/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As,  $x=0.53$ ; InP/In<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>As,  $x=0.52$ ).

Ein elastischer Abbau der Spannung ist nur in gewissen Grenzen möglich. Diese Grenzen werden durch die Energie festgelegt, die zum Einbau von Versetzungen aufgewendet werden muß. Jenseits einer kritischen Schichtdicke  $d_c$  relaxiert das Gitter plastisch, das heißt, die Gitterstruktur wird gestört. Die entstehenden offenen Bindungen (engl. „dangling bonds“) sind dabei elektrisch aktiv und lassen sich z.B. durch Kathodolumineszenz-Kontraste nachweisen.

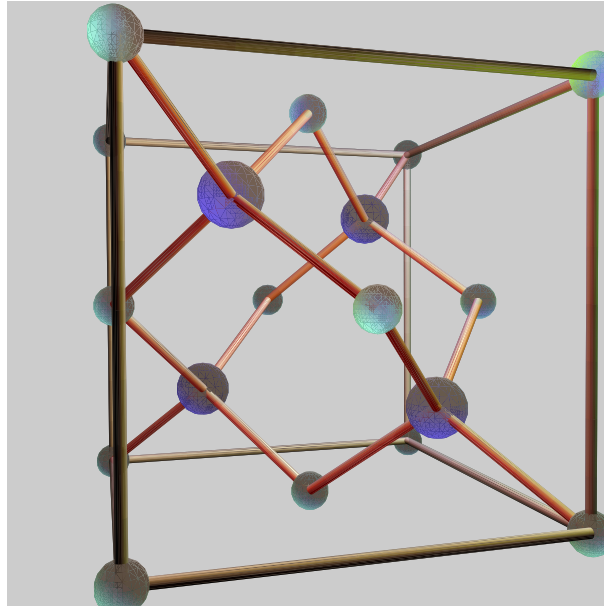


Abb. 1.7: Zinkblendestruktur. Die kleinen, hellen Kugeln stellen z.B. die III. Gruppe Atomspezies und die großen, dunklen die V. Gruppe-Atome dar. Die begrenzenden Seitenflächen sind  $\{100\}$ -Flächen.

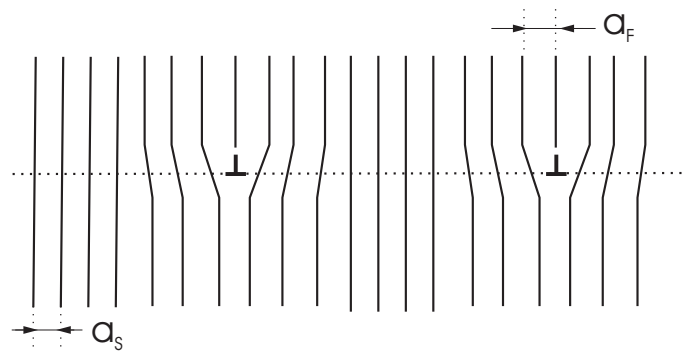


Abb. 1.8: Geometrie einer reinen Misfit-Versetzung. Das Substrat hat eine relaxierte Gitterkonstante  $a_S > a_F$ , wenn  $a_F$  die Gitterkonstante des Films ist. Dadurch kommt es bei einer genügend großen Dicke des Films zum Übersteigen einer kritischen Energie zum Einbau zusätzlicher Netzebenen in den Film.

Ein Ansatz zur Abschätzung der kritischen Verspannungsenergie zum Einbau einer Versetzung war das Matthews-Blakeley Modell<sup>12)</sup>. Darin wird ein Energieminimum zwischen elastischer Energie eines Films der Dicke  $d$  und der Energie gesucht, die zur Einbringung von Versetzungen mit teilweise Stufencharakter nötig ist (eine Schraubenversetzung trägt nicht zum Abbau von  $f$  bei). Da dieses Modell vom thermodynamischen Gleichgewicht ausgeht, sind die daraus resultierenden Schichtdickenwerte nur als Untergrenze für das MBE Wachstum anzusehen.

### 1.2.2 Relaxation in dreidimensionalen Geometrien

Alternativ zur Relaxation in Versetzungen ergibt sich die Möglichkeit, daß die Verspannung sich über einen dreidimensionalen Wachstumsmodus abbaut. Dieser ist die Grundlage der in dieser Arbeit diskutierten Selbstordnungsphänomene und wird im Verlauf der folgenden Kapitel noch behandelt. State-of-the-Art Modelle zur Berechnung interner Verspannungen, die Anwendung bei den hier diskutierten Quantenpunkten finden, sind das

atomistische Valence Force Field Modell (VFF), das Elastische Kontinuumsmodell, welches eher mesoskopisch ist, oder Finite Elemente Methoden<sup>13, 14</sup>). Das VFF benutzt interatomare Abstände und Winkel zur Berechnung von Potentialen. Damit wurde für verschiedene 3-dimensionale Geometrien des pseudomorph verspannten Materials der Verspannungszustand bei vollständig elastischer Relaxation berechnet. Ebenfalls berechnet wurden die Verspannungszustände in unbedeckten Quantenpunkten<sup>15</sup>).

Natürlich ergibt sich auch in diesem Wachstumsmodus eine kritische Schichtdicke, ab der Versetzungen entstehen.

### 1.2.3 Elektronische Aspekte der 2-D und 0-D Quantisierung

Eine wesentliche Eigenschaft eines Halbleiters ist die Energielücke zwischen besetzten und unbesetzten Zuständen (vgl. Abb. 1.6). Erst durch endliche Temperaturen oder durch das gezielte Einbringen von Dotierstoffen kommt es zu teilbesetzten Bändern, die die Voraussetzung zu elektrischer Leitfähigkeit sind. Die Energielücke widerspiegelt den kristallinen Zustand und namentlich dessen unendliche Periodizität (Kronig-Penney-Modell). Begrenzt man den Kristall wie in den im vorigen Abschnitt beschriebenen Heterostrukturen, so ergeben sich spezifische Randbedingungen. Kommt man zu kleineren Abmessungen, als durch die *de-Broglie* Wellenlänge gegeben ist, so ergeben sich wegen der räumlichen Einschränkung quantisierte Zustände für die Ladungsträger. Bei einer Beschränkung der Dimension in einer Richtung (engl. „Confinement“) ergeben sich *quasi 2-dimensionale* Bewegungseigenschaften, d.h. die Bewegung in der dritten Dimension ist auf einige wenige Impulswerte beschränkt. Die reduzierte Dimensionalität führt auch dazu, daß die exzitonische Bindung von Elektronen und Löchern auf die vierfache Stärke des Volumenmaterials ansteigt, was wiederum für ihre Beobachtbarkeit auch bei Raumtemperatur sorgt<sup>16</sup>). Für die folgende Betrachtung ist noch die Bedingung  $L_Z \gg a_0$  von Bedeutung, wobei  $L$  für die Ausdehnung der begrenzten Dimension steht und  $a_0$  für die Gitterkonstanten. Dann gilt die Näherung, daß die Volumenbandstruktur gültig bleibt (was offensichtlich falsch ist, wenn  $L_Z \approx a_0$ ). Man spricht von der *envelope-function Näherung* in mesoskopischen Systemen.

Der einfachste Fall einer Quantenstruktur liegt vor, wenn eine dünne Schicht des Materials A zwischen dicken Schichten des Materials B eingebettet ist (dünn heißt verglichen mit der Eindringtiefe der Wellenfunktion in die einengende Barriere). Zusätzlich soll die Bandlücke von B die von A vollständig umschließen. Eine solche Anordnung nennt man Typ 1. Die eindimensionale Elektronen-Envelopenwellenfunktion für eine solche Struktur kann dann mit der Schrödingergleichung

$$\begin{aligned} H\Psi &= E\Psi \\ -\left(\frac{\hbar^2}{2m^*(z)}\frac{\delta^2}{\delta z^2} + V_c(z)\right)\Psi_n(\mathbf{r}) &= E_n\Psi_n(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (1.6)$$

beschrieben werden.  $m^*$  ist die Elektroneneffektivmasse,  $V_c$  ist die Energie am Leitband und  $E_n$  ist die Bindungsenergie des  $n$ -ten, gebundenen Zustands. Gleichung 1.6 hat gerade und ungerade Eigenzustände. Die zugehörigen Wellenfunktionen (symmetrisch und asymmetrisch)  $\Psi^\pm$  ergeben sich für ein rechteckförmiges Potential  $V_c(z) = V_0$  zu<sup>16</sup>)

$$\Psi_k^+(z) = \frac{1}{\sqrt{\frac{L_z}{2} + \frac{1}{\kappa}}} \begin{cases} \cos(kz) & \text{für } z < \frac{L_z}{2} \\ \cos(k\frac{L_z}{2}) \exp(\kappa(\frac{L_z}{2} - z)) & \text{für } z > \frac{L_z}{2} \end{cases} \quad (1.7)$$

und

$$\Psi_k^-(z) = \frac{1}{\sqrt{\frac{L_z}{2} + \frac{1}{\kappa}}} \begin{cases} \sin(kz) & \text{für } z < \frac{L_z}{2} \\ \sin(k\frac{L_z}{2}) \exp(\kappa(\frac{L_z}{2} - z)) & \text{für } z > \frac{L_z}{2} \end{cases} \quad (1.8)$$

Die gebundenen Energien  $E_k$  für den eindimensionalen Potentialtopf finiter Tiefe entsprechen den Lösungen der transzendenten Gleichungen

$$\tan(k\frac{L_z}{2}) = \frac{\sqrt{k_0^2 - k^2}}{k} \quad (1.9)$$

für die geraden Zustände und

$$\cot\left(k\frac{L_z}{4}\right) = \frac{\sqrt{k_0^2 - k^2}}{k} \quad (1.10)$$

für ungerade Zustände. Hierbei folgen  $\kappa$  und  $k_0$  aus

$$\kappa^2 = k_0^2 - k^2. \quad (1.11)$$

und

$$V_0 = \frac{\hbar^2}{2m^*} k_0^2 \quad (1.12)$$

Eine wesentliche Vereinfachung erhält man unter der Annahme unendlich hoher Potentialbarrieren  $V_0 \rightarrow \infty$ . Die Eigenenergien sind dann nur von der Breite des Quantengrabens abhängig<sup>17)</sup>

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{L_z/2}\right)^2, n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.13)$$

Sie sind also abhängig von der lateralen Ausdehnung  $L$  des Quantengrabens (QW), von der Höhe der Potentialbarriere (Banddiskontinuitäten der Bänder für Löcher und Elektronen)  $\delta E_{V,C}$  und der effektiven Masse  $m^*$  in dem Band.

Geht man vom eindimensionalen Problem zum dreidimensionalen über, so findet man, daß der einzige Fall mit einem finiten Potential  $V_0$ , bei dem eine Separation nach den Koordinaten und folglich eine analytische Lösung erhältlich der eines Kugelpotentials ist. Die Eigenfunktionen dafür können geschrieben werden als

$$\Psi_{l,m,k} = \Phi_{l,m,k}(r) Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (1.14)$$

Die Lösungen bezüglich des radialen Anteils  $r$  sind durch die sphärischen Besselfunktionen  $j_l(kr)$  gegeben. Wieder unter der Bedingung  $V_0 \rightarrow \infty$  ergibt sich für die Wellenfunktion

$$\Phi_{l,m,k}(r) = \sqrt{\frac{2}{R^3}} \frac{j_l(kr)}{j_{l+1}(kR)}. \quad (1.15)$$

Die Wurzeln  $\kappa_{n,l}$  der Besselfunktionen  $j_l(\kappa_{n,l}) = 0$  bestimmen die Eigenenergien. Die Eigenenergie eines quantenmechanischen Teilchens (Elektron e oder Loch h) in einem sphärischen Potentialtopf der Ausdehnung  $R$  nimmt dann folgende diskrete Werte an

$$E_{e,nlm} = E_g + \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{\kappa_{n,l}}{R}\right)^2 \text{ und } E_{h,nlm} = \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \left(\frac{\kappa_{n,l}}{R}\right)^2. \quad (1.16)$$

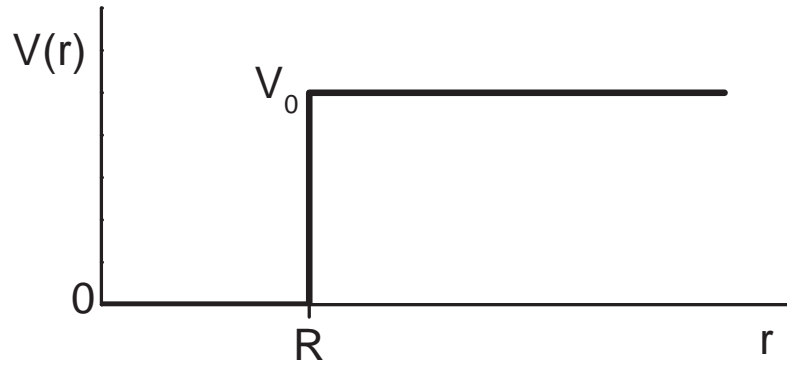
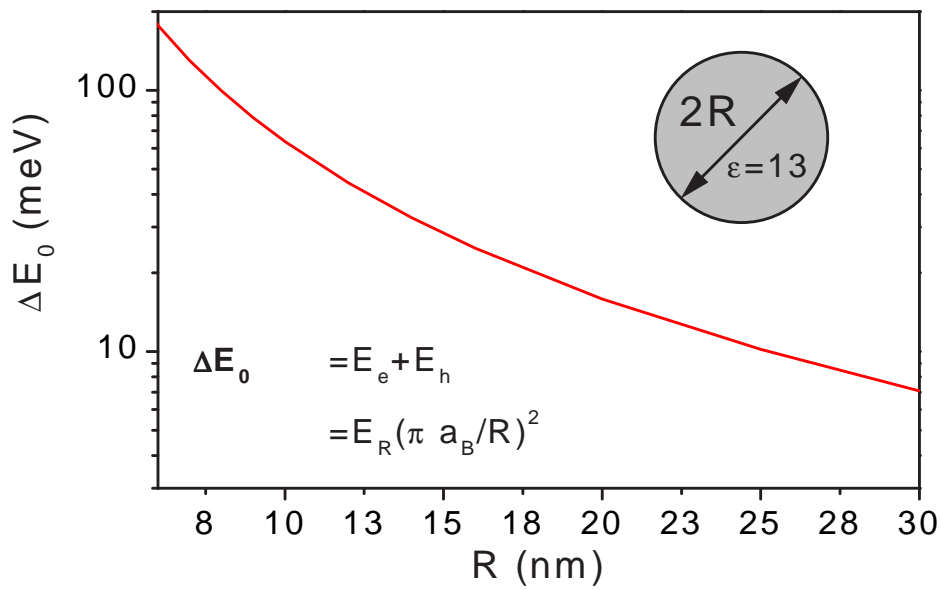


Abb. 1.9: Der sphärische Potentialtopf (Quantenpunkt mit endlich hohen Barrieren).

Abb. 1.10: Die Grundzustandsenergie in einem sphärischen Quantenpunkt verschiebt sich infolge der Quantisierung nach Glg. 1.20 proportional  $R^{-2}$ .

Führt man jetzt noch die Abkürzungen reduzierte Masse

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}, \quad (1.17)$$

Bohrradius

$$a_B = \frac{\varepsilon_1 \hbar^2}{m_r e^2}, \quad (1.18)$$

und Rydbergenergie

$$E_R = \frac{\hbar^2}{2m_r a_B^2} \quad (1.19)$$

ein, so lässt sich die Verschiebung der Grundzustandsenergie ( $n=1$ ) gegenüber einem Volumenhalbleiter berechnen aus

$$\Delta E = E_R \left( \frac{\pi a_B}{R} \right)^2. \quad (1.20)$$

$\Delta E$  entspricht der Zunahme der Energielücke zwischen Volumenhalbleiter und dem Übergang  $e1s \rightarrow h1s$ . Dieser Sachverhalt ist in Abb. 1.11 schematisch dargestellt. Die Energie skaliert wie in Abb. 1.10 gezeigt mit dem Quadrat des inversen Radiuses des Quantenpunkts.

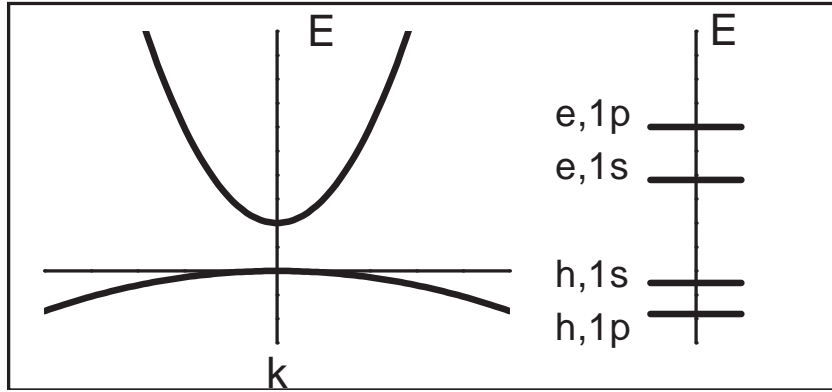


Abb. 1.11: Energiespektrum eines Volumenhalbleiters (links) und eines Quantenpunkts (rechts). Im Quantenpunkt entarten die Energiebänder zu diskreten Niveaus für Löcher (h) und Elektronen (e). Die Aufspaltung ist wegen der geringeren effektiven Masse für die Elektronen größer.

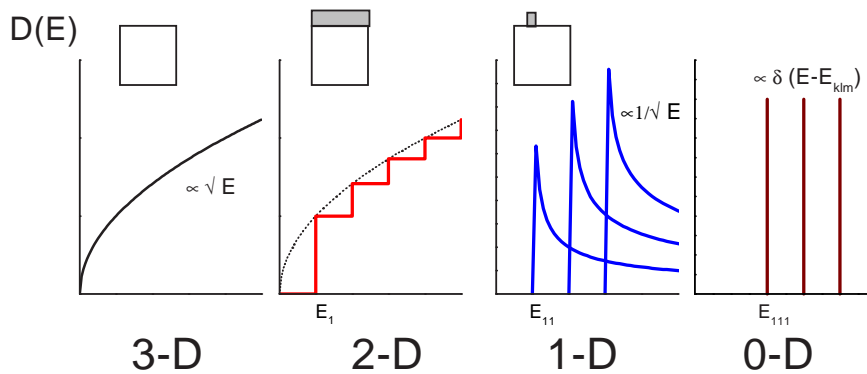


Abb. 1.12: Dimensionsreduzierung und die Zustandsdichte  $D$  als Funktion der Energie  $E$ .

Neben der Quantisierung ist der Effekt der reduzierten Dimension auf die *Zustandsdichte* (engl. – „density of states“ – DOS) von einiger Bedeutung. Sie berechnet sich für  $d = 2$  aus<sup>17)</sup>

$$\rho_{2d}(E)dE = \rho_{2d}(k_{\perp})dk_{\perp} = 2 \times \frac{1}{(2\pi)^2} \times 2\pi k_{\perp} dk_{\perp}. \quad (1.21)$$

In der Näherung freier Elektronen gilt eine parabolische Dispersionsrelation

$$E = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*}. \quad (1.22)$$

Das bedeutet, daß die DOS unabhängig von der Energie einen konstanten Wert  $\rho_{2d} = m^*/\pi\hbar^2$  annimmt. Wenn man sie nun mit der 3-D DOS vergleicht (Abb. 1.12), so findet man eine Stufenfunktion, die an den quantisierten Niveaus  $E_n$  mit der 3-D DOS übereinstimmt. Sie hat aber eine niedrigste Energie  $E_1$  mit einer endlichen Anzahl besetzbarer Zustände, was einen fundamentalen Einfluß insbesondere bei geringen thermischen Energien hat. In Abb. 1.12 findet man die Zustandsdichtefunktionen für Systeme der Dimensionen  $d = 0, 1, 2, 3$ . Physikalische Größen, die von der DOS beeinflusst werden, werden

durch ein elektrisches Confinement zusätzliche Strukturen aufweisen, die bei Quantenpunkten zu Singularitäten entarten.

Außer durch Materialvariation kann es auch durch die räumliche Modulierung der extrinsischen Ladungsträgerkonzentration zu Quantisierungserscheinungen kommen. Ein bekanntes Beispiel neben der  $\delta$ -Dotierung sollte die sogenannte MODFET-Heterostruktur (engl. „modulation doped FET“) sein. Hier trennen sich die Elektronen von ihren, im breitlückigen Material auf Kation-Gitterstellen substituierten Donatoratomen und folgen dem durch eine Heterogrenzfläche vorgegebenen Potentialverlauf zum schmallückigen Halbleiter. Beim MODFET kommt es im Bereich des schmallückigen Materials zur Ausbildung eines dreieckigen Potentialgrabens mit Quantisierung<sup>18, 19)</sup>. Das Problem zur Elektronenverteilung muß dann selbstkonsistent gelöst werden, das heißt, daß die Gleichungen 1.6 und 1.47 abwechselnd gelöst werden müssen, bis die Ladungsverteilung und die Ausbildung der Bandstruktur den Randbedingungen genügen. Als Randbedingungen gibt man gemeinhin das Potential im Volumen und in der Oberfläche, aber auch die Konzentration  $n$  im leitfähigen Kanal könnte gewählt werden.

Wenn der Quantengraben breit ist und eine Modulationsdotierung vorliegt, kann es an beiden Grenzflächen zur Ausbildung von 2-dimensionalen Elektronengasen kommen.

Führt man mehrere Barrieren nah genug aneinander heran, so können benachbarte Quantengraben miteinander koppeln und die Lokalisation der Elektronen wird aufgehoben. Für eine periodische Folge A–B–A–B–... ergibt sich sogar eine Dispersionsrelation. Die diskreten Niveaus des Quantengraben werden durch Bänder finiter Breite aufgehoben und man spricht von einem Supergitter (SL). In solchen Supergittern können im Unterschied zu einem einfachen Quantengraben auch die Eigenschaften der Barrieren durch Verspannung verändert werden.

Ich verwende in dieser Arbeit wenn nicht explizit anders ausgeführt das von G. Snider<sup>20)</sup> entwickelte Rechenprogramm zur Berechnung solcher eindimensionalen Potentialverläufe.

Die verwendete Ladungsträgerstatistik ist dabei die nach Maxwell-Boltzmann

$$f(E)_{MB} = \exp \left[ \frac{E_F - E}{kT} \right]. \quad (1.23)$$

$E_F$  ist die Fermi-Energie oder der Halbbesetzungspunkt der Ladungsträgerverteilung<sup>21, 22)</sup>. Allgemeiner gültig ist die Fermi-Dirac-Statistik mit Einbeziehung des Paulischen Ausschließungsprinzips für Elektronengase

$$f(E)_{FD} = \frac{1}{1 + \exp \left[ \frac{E - E_F}{kT} \right]}. \quad (1.24)$$

Für den Fall von Entartung (in n-GaAs für Dotierungen  $n > 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) werden in dem Programm *Poisson*<sup>20)</sup> andere Näherungen verwendet.

Die im Bändermodell implizite Effektivmassennäherung bedingt eigentlich auch eine verspannungsabhängige Masse, doch wird diese hier als konstant betrachtet.

Die weitere Beschränkung der Dimensionen auf  $d=0$  und  $1$  birgt weitere interessante Phänomene. Bis Anfang der 90er Jahre war die Herstellung solcher niederdimensionalen Strukturen daran gebunden, daß sie lithographisch umgesetzt wurde. Die sich aus den der Lithographie nachfolgenden Ätzschritten ergebenden Degradationserscheinungen (Randflächenverarmung) waren für eine Bauelementeanwendung ebensowenig akzeptabel, wie der durch die Lithographie bestimmte Zeitfaktor. Mittlerweile wurde alternativ



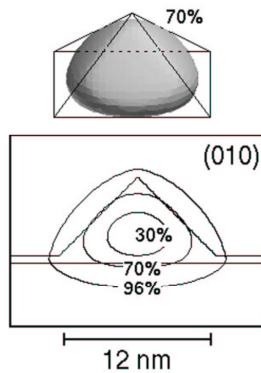


Abb. 1.13: Elektronen-Aufenthaltswahrscheinlichkeit in einem quasi-0-D, pyramidenförmigen InAs-Quantenpunkt in GaAs nach Grundmann<sup>23)</sup>. 70 % der Grundzustands-Elektronenwellenfunktion befindet sich im Inneren des InAs.

dazu gefunden, daß sich solche Strukturen auch über Selbstorganisation beim Wachstum (siehe Abschnitt 1.3) produzieren lassen. Diese selbstorganisierten Quantenstrukturen haben Ausdehnungen im Submikrometerbereich und sind häufig von gut definierten, niedrig indizierten Kristallflächen begrenzt. Die Berechnungsmethoden für die elektronischen Eigenschaften dieser Strukturen sind rein numerisch und basieren immer auf einer speziellen Geometrie. Die Behandlung der entsprechenden theoretischen Grundlagen geht jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Die Abbildung 1.13 zeigt das Quadrat der Elektronenwellenfunktion in einem selbstgeordneten, pyramidenförmigen InAs-Quantenpunkt in GaAs mit 12 nm Basislänge nach Grundmann<sup>23)</sup> berechnet mit 8-Band  $k \cdot p$ -Theorie. Die Wellenfunktion des Grundzustands eines Elektrons ist im wesentlichen im InAs lokalisiert.

## 1.2.4 Optische Aspekte

An Heterostrukturen kommt es auch zu einem optischen Confinement, der Lokalisierung von Photonen wegen des Brechzahlssprungs an einer Heterogrenzfläche. Diese Eigenschaft wird bei Halbleiterlasern ausgenutzt.

Quantengrabenlaser sind bereits seit einiger Zeit die wichtigsten Festkörperlaser überhaupt. Die Gründe dafür sind hauptsächlich in den diskutierten, besonderen elektronischen Eigenschaften zu finden. Deshalb verspricht man sich angesichts der Möglichkeit, 0-D Strukturen mit hoher struktureller Perfektion herzustellen auch eine weitere Verbesserung der Lichtausbeute und Qualität durch Quantenpunktlaser. Sie sind aussichtsreiche Kandidaten wegen einer besseren thermischen Stabilität der Wellenlänge, eines besseren Confinements, höherer Intersubniveauabstände, niedriger Schwellströme. Es wurden auch bereits 1997 mit RT-Schwellstromwerten von  $180 \text{ A/cm}^2$  und einer Emissionsenergie  $h\nu \approx 1.2 \text{ eV}$  vielversprechende Resultate vorgestellt<sup>24)</sup> (vgl. dazu Bild 1.14).

## 1.3 Selbstordnungsphänomene

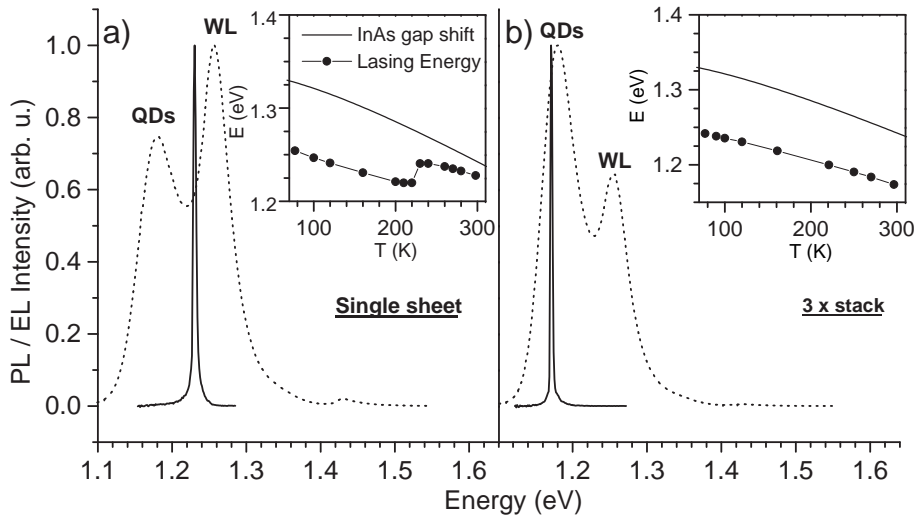


Abb. 1.14: DIE Motivation für die Untersuchung von Quantenpunkten - der Quantenpunkt-Laser, in diesem Fall<sup>24)</sup> ausgeführt als Einfachschicht (a) und Dreifachschicht (b) von MOVPE-gewachsenen InAs-Dots. Verglichen werden Photo- und Elektrolumineszenz (gestrichelte respektive durchgezogene Linie). Die eingesetzten Bildteile zeigen die temperaturabhängige Emissionsenergie der Laserlinie verglichen mit der Bandlücke von InAs.

Seit Anfang der neunziger Jahre wurde den *Selbstordnungsphänomenen* beträchtliches Interesse in den Materialwissenschaften entgegengebracht, obwohl die zugrunde liegenden Effekte teilweise schon lange bekannt sind<sup>25)</sup>. Damit wurde eine neue Möglichkeit zur Herstellung von solchen niederdimensionalen Nanostrukturen gefunden, wie Quantenpunkten und Quantendrähten. Der Terminus Selbstordnung mag zu breit gefaßt sein, da das Kristallwachstum selbst eine Art Selbstordnungsphänomen ist<sup>26)</sup>. Man versteht im heutigen Sinne darunter Prozesse, die einer Instabilität beim Wachstum entspringen, hervorgerufen durch z.B. Gitterfehlanpassung oder spinoidale Dekomposition. Diese Effekte resultieren zwar in einer gewissen Ordnung unter den spontan entstandenen Nanostrukturen, doch wird die mangelnde Uniformität solcher Strukturen für gewisse Anwendungen, wie z.B. logische Bauelemente kaum ausreichend sein. Nichtsdestotrotz wurden in den vergangenen Jahren beträchtliche Fortschritte gemacht, was die Positionierung und Kontrolle der Größen von selbstgeordneten Strukturen betrifft.

Die im folgenden aufgeführten Zitate erheben keinen Anspruch auf Vollständigkeit oder chronologische Ordnung. Es ist aus Gründen der Nachvollziehbarkeit in der Literatur besser, sich von den neueren Arbeiten zu den Ursprüngen vorzutasten. Sie beschränken sich darüber hinaus auf Arbeiten der hier zur Diskussion stehenden III-V Systeme und lassen das große und interessante Gebiet Si/Si<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub> außen vor. Die Literaturschau soll außerdem nicht die Diskussionen der einzelnen Folgekapitel ersetzen und beschränkt sich demgemäß auf Fakten, die mittlerweile Gemeingut geworden sind. Zu den Quantenpunkten finden sich weitere, detaillierte Diskussionen in den Kapiteln 3, 2 und 5. Auf die Quantendrähte wird im Kapitel 4 eingegangen.

**Quantenpunkte** Im heteroepitaktischen Wachstum kann eine Gitterfehlanpassung zur Herausbildung von dreidimensionalen Inseln führen, z.B. durch den Stranski-Krastanow (SK) Wachstumsmodus, der z.B. in<sup>25)</sup> beschrieben wurde. Vergräbt man solche Inseln in ein Matrixmaterial mit einem größeren Bandgap, so bilden sich durch die Größenbeschränkungen Quantenniveaus heraus (vgl. 1.2.3). Diese Inseln können in 3 verschiede-

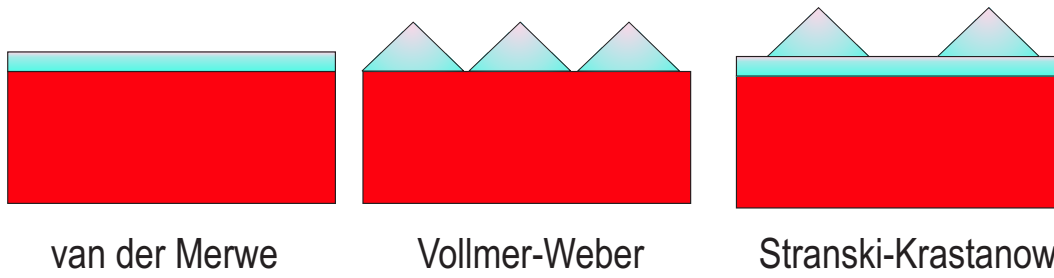


Abb. 1.15: Schematische Gegenüberstellung dreier Wachstumsmechanismen für heteroepitaktische Strukturen, 2-D Wachstum nach Frank-van-der-Merwe, 3-D Wachstum nach Vollmer-Weber und 3-D Wachstum nach Stranski-Krastanow.

ne Gruppen eingeteilt werden, indem man die Exzitonenbindungsenergie mit der durch Glg. 1.20 beschriebenen Quantisierungsenergie vergleicht. Sehr kleine Quantenpunkte haben wie in Abb. 1.10 gezeigt eine hohe Lokalisierungsenergie, man spricht von *starkem Confinement* und in einer ersten Näherung kann die Elektronen-Löcher-Wechselwirkung vernachlässigt werden. In einem mittleren Regime, wo der Bohrradius der Löcher  $a_B^h$  (Glg. 1.18; i.a. größer als  $a_B^e$  des Elektrons wegen höherer effektiver Masse) in die Größenordnung des Quantenpunkts kommt, ist die Quantenlokalisierung sehr unterschiedlich für beide Quasi-Partikel. Bei  $a_B \leq R$  spricht man von dagegen von *schwachem Confinement*<sup>16)</sup>.

Wie in Abb. 1.15 beschrieben, nimmt das Stranski-Krastanow-Wachstum eine Zwischenstellung zwischen dem rein planaren Frank-van-der-Merwe-Wachstum und dem rein dreidimensionalen Vollmer-Weber-Wachstum ein. Es resultiert in einer Mischung aus einer planaren Schicht, der sogenannten Benetzungsschicht (engl. –„wetting layer“–WL) und 3-dimensionalen Inseln, die u.a. als selbstorganisierter Quantenpunkt (Dot) oder als Quantenbox in der Literatur auftauchen. Diese haben charakteristische Ausdehnungen zwischen 10 nm (InAs/GaAs) und einigen 100 nm (Si/Si<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub>). Das hier untersuchte System InAs/GaAs gehört in das Regime starken Confinements. Durch Beimischungen kann beim Wachstum von InGaAs-Inseln auf GaAs die Größe soweit verändert werden, daß man in das Regime mittleren Confinements gelangt.

Mit dem Fortschreiten der Epitaxietechnik wendeten sich insbesondere MBE und MOVPE Forschung verstärkt der gitterfehlangepaßten Epitaxie zu. Insbesondere die relativ neuen *in-situ*<sup>4</sup> Meßapparate Rastertunnelmikroskopie (scanning tunneling microscopy - STM) und Atomkraftmikroskopie (atomic force microscopy - AFM) erlaubten eine Untersuchung der Wachstumsmechanismen auf atomaren Maßstab. Ex-situ spielt die Transmissionselektronenmikroskopie eine große Rolle. Nachdem zunächst der strukturelle Aspekt der Quantenboxformierung über den Verlauf des Wachstums im Mittelpunkt des Interesses stand<sup>27, 10, 28, 29, 30, 31, 32)</sup>, wurde das Anwendungspotential der Quantenpunkte für die Herstellung von Lasern<sup>33, 34, 35, 36)</sup> erkannt.

Die Formierung selbst hängt von einer Reihe von Faktoren ab:

#### 1. III/V Verhältnis

<sup>4</sup>*in-situ* bedeutet an dieser Stelle die Messung im UHV nach schnellem Abkühlen

2. Bedeckungsdicke<sup>30)</sup>
3. Dotierung, Verschmutzung
4. Durchmischung
5. Oberflächenspannung
6. Substratorientierung, Vizinaloberflächen<sup>37, 38)</sup>
7. Überwachsen<sup>39, 40)</sup>
8. Wachstumsgeschwindigkeit<sup>41)</sup>
9. Wachstumstechnik
10. Wachstumstemperatur<sup>42)</sup>
11. Wachstumsunterbrechungen

Diese wurden als bestimmende Parameter erkannt und untersucht. In Abb. 1.16 ist die Morphologie eines bei  $T_S^{\text{InAs}} = 600^\circ\text{C}$  gewachsenen Quantenpunkts gezeigt.

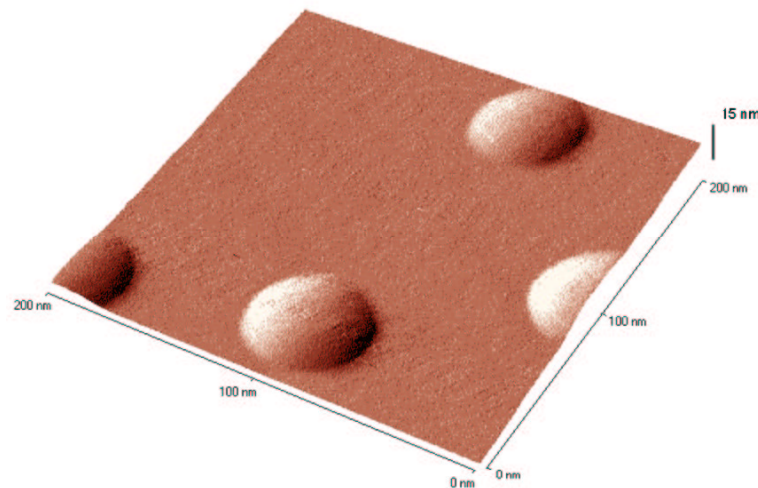


Abb. 1.16: AFM 3-D Darstellung bei  $T_S^{\text{InAs}} = 600^\circ\text{C}$  gewachsener Quantenpunkte. Sie sind vergleichsweise groß, hoch und von geringer Dichte (mit freundlicher Unterstützung K. Braune).

Moison et al.<sup>30)</sup> haben mit *Bedeckungen* von bis zu 6 ML InAs auf GaAs die Abhängigkeiten der nächste-Nachbar-Abstände zwischen den Dots und der typischen Abmessungen laterale und vertikale Ausdehnung untersucht. Sie finden eine kritische Schichtdicke von 1.75 ML und eine weitere Grenze bei 3 ML, wo benachbarte Inseln beginnen, miteinander zu verschmelzen. An dieser Stelle erhöht sich drastisch die Höhe, die Ausdehnung und der mittlere Abstand. Dafür muß das Material umverteilt werden. Die Folge ist, daß aufwachsendes Matrixmaterial nicht pseudomorph angepaßt werden kann und Versetzungen mit partiellem Schraubencharakter zur Kristalloberfläche führen. Dieser Vorgang, in der Literatur auch unter dem Namen Ostwald-Reifen auftauchend<sup>43)</sup>, sollte durch ein entsprechendes Post-Abscheidungs-Wachstumsregime unterdrückt werden. In Abb. 1.17 sind solche „reifen“ Inseln gezeigt. Sie wurden mit einfacher MBE-Abscheidung von  $d_{\text{InAs}} = 2.4$  ML bei nur geringem As-Überschuß bei einer Wachstumstemperatur  $T_S^{\text{InAs}} = 505^\circ\text{C}$  erzeugt.

Xie et al.<sup>40)</sup> untersuchten das *Überwachsen* von InAs QD mit GaAs mittels TEM und der Hilfe von AlGaAs Markerlagen. Sie fanden für die adsorbierten GaAs-Atome dabei

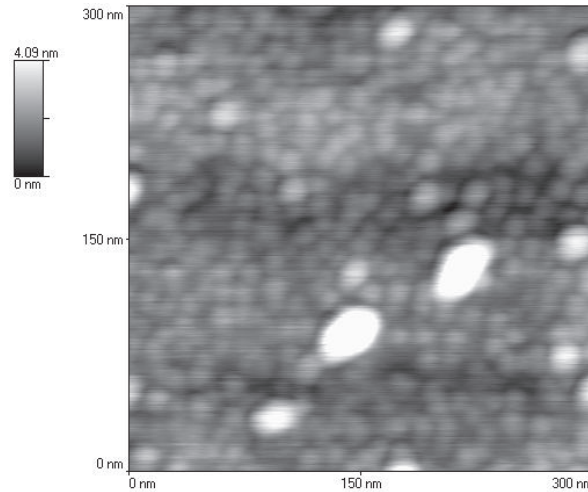


Abb. 1.17: AFM (curvature image) an einer mit Feststoffquellen gewachsenen Quantenpunkt-Probe mit teilweiser Koaleszenz der Inseln ( $d_{\text{InAs}} = 2.4 \text{ ML}$ ,  $T_{\text{S}}^{\text{InAs}} = 505^\circ \text{ C}$ ). Die Ursache für die Kleinheit der Inseln ( $h = 4 \text{ ML}$ ) und ihre hohe Dichte ( $> 2000 \mu\text{m}^{-2}$ ) liegt hier im vergleichsweise geringen As-Angebot und der dadurch herabgesetzten Diffusivität der In-Atome. (mit freundlicher Unterstützung K. Braune).

einen verspannungsinduzierten Materialtransport weg von den Inseln, was sich im TEM-Querschnitt in einer Senke über der Insel zeigt. Bei niedrigen Wachstumstemperaturen wird dieser Effekt unterdrückt, was vor allem auf eine geringere laterale Ausdehnung der QD zurückzuführen ist. Auch andere Autoren fanden Hinweise darauf, daß im Verlaufe des Überwachsens starke Materialumverteilungen stattfinden. Eine nahezu vollständige Umorganisation des Materials mit Löchern beim partiellen Überwachsen berichten z.B. García et al.<sup>39)</sup>.

Ebenfalls Xie et al.<sup>42)</sup> berichten die Entwicklung der Dichte und des Volumens der QD als Funktion der Wachstumstemperatur. Mit wachsender Temperatur vergrößern sich die Inseln und ihre Dichte verringert sich entsprechend bei konstanter Bedeckung. Eine Untersuchung der Abhängigkeit der Inseleigenschaften vom  $\text{As}_4$ -Druck bei gegebenem Metallfluß (*III-V Verhältnis*) erbrachte die Schlußfolgerung, daß die Wanderungsbewegung eines In Atoms über die Oberfläche durch hohen Hintergrunddruck begünstigt wird, weil eine stärker As-bedeckte Oberfläche ein größeres Spannungsfeld aufweist. Der Arseneinbau in eine Insel ist ratenbegrenzend für das 3-dimensionale Wachstum, d.h. daß bei hohem Hintergrunddruck eher weniger große als viele kleine Inseln entstehen. Für ungünstige III/V-Verhältnisse ergeben die hohen QD-Dichten leicht miteinander verschmelzende Inseln, wie in Abb. 1.17 durch die wenigen übergroßen Inseln dokumentiert. Die Ergebnisse zur QD-Dichte als Funktion der Abscheidetemperatur  $T_{\text{S}}^{\text{InAs}}$  von Xie decken sich recht gut mit unseren eigenen<sup>44)</sup>, wie in Abb. 1.18 gezeigt wird. Die Abbildung zeigt einen TEM-Ebenenschnitt; in der Bildeinlassung sind die aus äquivalenten Bildern gewonnenen Daten als Funktion der Wachstumstemperatur dargestellt, unsere eigenen Meßdaten werden durch die Kreise dargestellt, zum Vergleich sind die von Xie<sup>42)</sup> bestimmten Dichten als volle Quadrate beigelegt.

In Abb. 1.19 ist die Dichte der Quantenpunkte als Funktion der Bedeckung linear und logarithmisch dargestellt. Viele unserer Untersuchungen gründen sich auf eine solche Abhängigkeit. Die als Modell verwendete durchgezogene Linie<sup>46)</sup> stimmt nur für nicht interagierende Inseln. Daher ist der mit einem offenen Datenpunkt bei  $d_{\text{InAs}} = 2,4 \text{ ML}$ <sup>30)</sup> nicht mehr auf dieser Linie.

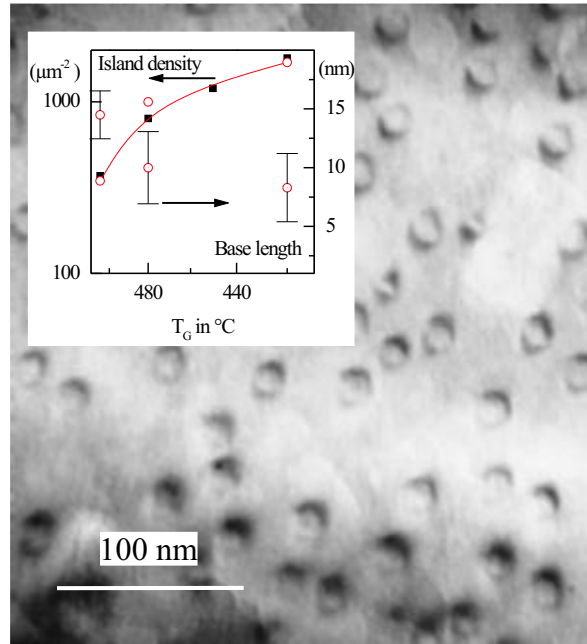


Abb. 1.18: Ebenenschnitt einer bei  $T_S = 505^{\circ}\text{C}$  gewachsenen InAs-Dot-Probe. In der Bildeinlassung sind die Ergebnisse für laterale Ausdehnung und Dichte als Funktion von  $T_S$  unserer TEM-Analyse mit denen von Xie<sup>42)</sup> verglichen (mit freundlicher Unterstützung I. Hähnert).

Die *Wachstumsgeschwindigkeit* (Abscheidungsrate während der Quantenpunkt-Formierung) ist von einem entscheidenden Einfluß auf die Emissionswellenlänge der Quantenpunkte<sup>41)</sup>. Die Ursache dafür liegt wie auch beim As-Partialdruck darin, daß sich damit die Wanderungsbewegungen der Adatome beeinflussen lassen. Längere Diffusionszeiten (vgl. Abb. 1.2) bedingen, daß die In-Atome ihre günstigsten Andockplätze wirklich finden. Da das in dem Fall die Quantenpunkte sind, versteht man, daß sich die Emissionswellenlänge nach rot also in Richtung größerer Quantenpunkte bewegt<sup>47)</sup>.

Wiederholt wurde darauf hingewiesen, daß das Gesamtvolumen der Quantenpunkte das des abgeschiedenen Materials bei weitem übersteigt<sup>48, 49)</sup>. Dieser Effekt (*Durchmischung* des InAs mit Ga insbesondere beim Überwachsen der Quantenpunkte mit GaAs) ist temperaturabhängig und zeigt, daß die selbstgeordneten Quantenpunkte im Falle von InAs-Abscheidung auf GaAs stark durchmischt und also aus  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  bestehend sind. Diese Durchmischung führt zu einem Gradienten des x-Werts durch den QD. Die genauen In-Profile meßtechnisch zu erfassen und den Effekt auf die Lichtemission abzuschätzen, daran arbeiten gegenwärtig verschiedene Gruppen. Durch den Einbau von Ga-Atomen wird die Verspannung verringert. Die Tendenz des In, auf der Oberfläche mitzuschwimmen (Segregation) ist seit längerem bekannt<sup>50, 51, 52)</sup>. Die Folgen für die elektronischen Zustände diskutieren Barker et al<sup>53)</sup>.

Weniger Beachtung wurde bisher zwei anderen Möglichkeiten geschenkt, Nukleationsplätze zur Dotbildung zu schaffen bzw. zu vernichten. Zum einen wurde berichtet, daß eine starke *Si-Dotierung* u.U. über eine starke, lokale Gitterdeformation Einfluß ausüben könnte<sup>54)</sup>. Zum anderen wurde durch eine Se-Passivierung die *Oberflächenenergie* herabgesetzt. Dadurch konnte eine überkritische 2D-InAs-Schichtdicke abgeschieden werden. Die entstehenden Quantenpunkte schließlich zeigen eine deutliche Anisotropie, sind größer und entlang  $\langle 110 \rangle$  angeordnet<sup>55)</sup>.

Parallel zu Anstrengungen im Rahmen dieser Arbeit wurden Ergebnisse veröffent-



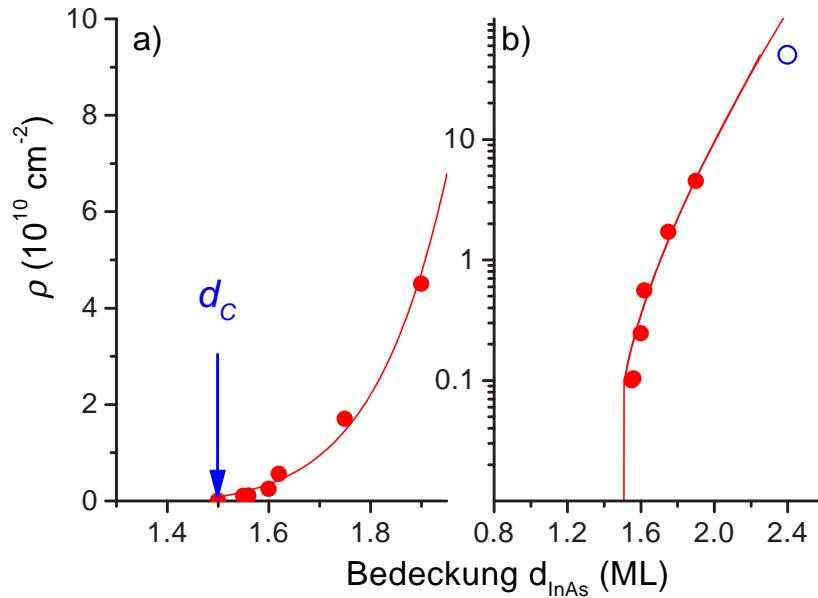


Abb. 1.19: Dichte der Quantenpunkte als Funktion der Bedeckung (Daten aus Ref.<sup>45, 30</sup>) ( $T_S^{\text{InAs}} = 530^\circ \text{C}$ ) und Linie entsprechend der Theorie<sup>46</sup>).

licht, die die Abscheidung von InAs auf den drei Niedrig-Index *Substratorientierungen* (100), (110) und (111)A systematisch untersuchten<sup>49</sup>). Es wurde festgestellt, daß für die (110) und (111)A Orientierungen die Verspannung über Versetzungen abgebaut wird und sich keine Inseln bilden. Die Autoren schlußfolgern, daß eine Korrelation zwischen der Neigung der (100)-Oberfläche zur Rekonstruktion und der Inselbildung besteht. Unsere eigenen Versuche des Inselwachstums auf (111)A-Oberflächen erbrachten ebenfalls keine Quantenpunkte.

Auf anderen Oberflächen (z.B. 311) konnte dagegen die Inselbildung demonstriert werden<sup>37, 56</sup>) und solche Oberflächen erwiesen sich sogar als sehr geeignet, um eine vorprägte Anordnung der selbstgeordneten Quantenpunkte zu erreichen.

**Vererbung** Wie bereits gesagt, besteht die technologische Notwendigkeit, eine prozeß-immanente Komponente der Selbstorganisation weitgehend auszuschalten und eine **schmalere Verteilung an Quantenpunkt-Abmessungen** zu erzielen. Ein Ansatz ist der über multiple Strukturen.

Wächst man mehrere Schichten des verspannten Materials übereinander, jeweils getrennt durch eine dünne Schicht des Matrixmaterials, so zeigt sich eine bessere Ordnung und Uniformität des Quantenpunkt-Ensembles. Die Ursache dafür ist leicht einzusehen. Eine vergrabene Insel bewirkt eine verspannte Region die in einer späteren Schicht einen bevorzugten Nukleationsplatz darstellt. Untersuchungen mit FEM basierend auf der Elastizitätstheorie weisen eine fast lineare Abnahme der Verspannungsenergie über einem Quantenpunkt einer tiefer liegenden Schicht mit einem Minimum über dessen Spitze auf. Je größer der Dot bzw. je dünner die Abstandshalterlage, desto tiefer ist das lokale Minimum, in dem sich die nächste Insel bevorzugt anordnet<sup>57</sup>). Sind zwei vergrabene Inseln zu nah beieinander, gibt es eine bevorzugte Nukleationsstätte im Wellental der beiden Verspannungsfelder – somit werden in aufeinanderfolgenden Lagen solche Dots mit einem stark vom Mittel abweichenden Nächste-Nachbar-Abstand gefiltert. Schließlich wird sich

abhängig von der Abstandshalterdicke  $d$  ein mittlerer Abstand der Quantenpunkte einstellen.

Experimentelle Beschreibungen finden wir im Kapitel 5 und in<sup>58, 59, 60, 61)</sup> sowie solche von mehr theoretischer Natur in<sup>42, 62, 57)</sup>. Vertikale Schnitte durch solche Proben zeigen die Ausbildung senkrecht übereinanderliegender Säulen von Quantenpunkten. Es wurde gefunden, daß es abhängig von  $d$  drei verschiedene Regimes gibt, für  $d < 50$  ML sind die Schichten korreliert, d.h. die Wahrscheinlichkeit einen QD aus der  $n$ -ten Schicht in der  $(n+1)$ -ten Schicht wiederzufinden ist etwa eins. Für  $d > 200$  ML gibt es keine Korrelation mehr zwischen aufeinanderfolgenden Schichten. Das Regime mit Korrelation soll *Vererbung* (engl. – „inheritance“ oder auch „stacked dots“) genannt werden.

Vererbung bedeutet auch, daß die elektronischen Bänder der einzelnen InAs-Schichten koppeln. Die spektrale Breite von Photolumineszenzlinien verringert sich stark und das Emissionsmaximum verlagert sich zu kleineren Energien. Das rührt daher, daß Exzitonen nun an den tiefsten Potentialmulden rekombinieren. Wie Kroemer<sup>63)</sup> hinweist, ergibt sich dadurch eine Dimensionalität des Systems, die zwischen  $d=0$  und  $d=1$  liegt.

Wie sich jedoch leicht verstehen läßt, ist die fortbestehende Unordnung in den unteren Schichten u.U. ungünstig für Bauelemente-Anwendungen. Darum und um die Dichte unabhängig zu kontrollieren, wurden alternative Methoden gefunden, wo die unteren „Saat“-Schichten eine andere Geometrie und folglich andere Energieniveaus haben, wodurch sie nicht elektronisch koppeln. Zwei sehr unterschiedliche aber erfolgreiche Ansätze werden in<sup>64, 65)</sup> beschrieben.

Neben der Problematik der Größenverteilung ist ein zweites, nicht minder wichtiges technologisches Problem die *laterale Positionierung* der Quantenpunkte. Dazu wurden wiederum verschiedene Ansätze gemacht, die, obgleich wissenschaftlich elegant und wertvoll, nicht wirklich hilfreich in der Sache der Herstellung von Bauelementen waren. Die Anordnung an den Stufenkanten von Vizinalflächen<sup>66)</sup>, auf selbstgeordneten Aufwellungen des Substrats<sup>67)</sup>, auf mesageätzten Kanten<sup>68)</sup> und in lithografisch vordefinierten Löchern<sup>69)</sup> wurde demonstriert. In den meisten Fällen war die Selektivität, d.h. die Neigung der Quantenpunkte, sich an den vordefinierten Strukturen anzuordnen, sehr hoch, doch dies mit einem für etwaige Applikationen nicht vertretbaren Aufwand.

Bimberg<sup>43)</sup> berichtet ebenfalls von der bevorzugten Anordnung der Quantenpunkte beim normalen MOVPE-Prozeß. Dieses Ergebnis jedoch scheint sich so für andere Auto- ren und andere Wachstumstechniken nicht zu ergeben.

Auch in anderen gespannten III-V Systemen wurden durch Stranski-Krastanow-Wachstum hervorgerufene Inselbildung beobachtet, so in InGaP/InP<sup>70)</sup>, in InGaAs/InAs<sup>71)</sup>, in InAlAs/InAs, InGaAs/InAs<sup>72)</sup>, in GaP/InAs<sup>73)</sup> und in InP/InAs<sup>74)</sup>.

In<sup>71, 74)</sup> wurden dabei abweichend von dem Modellsystem InAs/GaAs nicht symmetrische (Linsen, Pyramiden, Pyramidenstümpfe, abgeflachte Halbkugeln) sondern in einer Kristallrichtung verlängerte 3-dimensionale Strukturen gefunden.

Zu einem breiteren Überblick mag auch die Monographie „Quantum Dot Heterostructures“<sup>43)</sup> benutzt werden, die das Thema Quantenpunkte an vielen Stellen detailliert behandelt und auch aktuelle Entwicklungen umfaßt.

Abschließend zum Thema Quantenpunkte soll an dieser Stelle bemerkt werden, daß die Herstellung von Quantenpunkten mittels der GS-MBE besondere Aufmerksamkeit verlangt, da es bei einem so hohen Gruppe-V Angebot leicht zum Ostwald-Reifen der Quantenpunkte kommt. Das ist also der entgegengesetzte Fall zu dem in Abb. 1.17 dokumentierten. Die dabei entstehenden Super-InAs-Cluster verbreitern zum einen die Größenverteilung der Quantenpunkte und sind beim Überwachsen u.U. Ausgangspunkt



von Kristallbaufehlern<sup>5</sup>.

**Quantendrähte** Auf Vizinalflächen bewirkt die Verspannung eine attraktive Wechselwirkung zwischen atomaren Stufen. Dadurch bilden sich multiatomare Stufen heraus (engl. „step bunching“). Diese können nach Überwachsen mit einem Material mit größerer Gapenergie regelmäßige Felder mit Quantendrähten darstellen. Eine weiterführende und ergänzende Diskussion hierzu gibt es in Kapitel 4.

**Spontane Entmischung** In Mischhalbleitern kann es durch inhomogene Verspannungsverteilung bereits an einfachen Stufen zu Entmischungserscheinungen kommen, da lokale Gitterdeformationen einen größeren (negativen) Beitrag zur Gesamtenergie des Systems geben können, als die Entropie. Setzen sich solche Entmischungen<sup>75, 76)</sup> in Wachstumsrichtung fort, so entstehen dadurch offensichtlich ebenfalls quasi 0-D Strukturen.

## 1.4 Verwendete *ex-situ* Charakterisierungsmethoden

Die selbstgeordneten Strukturen sollen in der Endkonsequenz Verbesserungen bestehender oder neue Bauelemente bilden. Bevor die elektronischen Materialien in die Strukturierung, Integration oder in die Verkapselung gehen, werden sie auch im industriellen Umfeld bestimmten Tests unterzogen, um ihre Funktionstüchtigkeit zu gewährleisten, da sie mit jedem weiteren Prozessschritt einer Wertschöpfung unterworfen sind. Bevorzugt werden natürlich zerstörungsfreie, möglichst gar berührungsfreie Untersuchungsmethoden. Für elektrische Tests werden solche Methoden häufig nicht praktikabel sein, weshalb man Teststrukturen schafft. Die geringen Abmessungen der elektronischen Materialien bedingen auch dazu passende Meßtechniken.

Die Untersuchung von Bauelementen umfaßt zum einen eine Funktionsprüfung und zum anderen ggf. eine Untersuchung der räumlichen Uniformität einer bestimmten Eigenschaft.

Interessante Punkte zu klären können sein

- die Kristallperfektion der einzelnen Schichten,
- Dotierprofile und Defektverteilung,
- die strukturellen und elektrischen Eigenschaften der Grenzflächen und die
- Potentialbarrieren zwischen unterschiedlichen Schichten.

In den folgenden Abschnitten wird eine kurze Beschreibung der Meßtechniken und der verwendeten Meßaufbauten gegeben werden.

### 1.4.1 Strukturelle Eigenschaften – Röntgenstrukturanalyse

Röntgenbeugungsmethoden können dazu herangezogen werden, die Struktur von Epitaxieschichten, ihre Zusammensetzung und die Verspannung zu bestimmen. Es ist bemerkenswert, daß vergleichsweise wenige Gruppen sich mit der Untersuchung von

---

<sup>5</sup>Es empfiehlt sich, während der Wachstumsunterbrechungen nur einen geringen oder gar keinen AsH<sub>3</sub>-Fluß auf das Substrat zu haben.

Quantenpunkt-Strukturen im Rahmen von Röntgenuntersuchungen beschäftigen. An dieser Stelle sollen einige Bemerkungen zur *Röntgenbeugung* gemacht werden, die wir als eine integral arbeitende Methode auf unsere Heterostrukturen sowohl mit 2-D als auch mit 0-D Morphologie anwenden. Die Anwendbarkeit dieses Ansatzes wird in Kapitel 3 diskutiert.

Die Röntgenstrukturanalyse basiert auf der konstruktiven Überlagerung von Wellen mit einer konstanten Phasenbeziehung. Monochromatisiertes Licht trifft mit schmaler Divergenz auf einen Kristall und wird am Kristallgitter gebeugt in einem speziellen Detektor winkeldispersiv registriert. In Abb. 1.20 ist die Situation für einen Kristall mit dem Abstand benachbarter Netzebenen  $d$  skizziert<sup>6</sup>. Ein Maximum gibt es genau dann, wenn die Phasendifferenz zweier interferierender Wellen ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge  $\lambda$  ist. Unter einem bestimmten Winkel  $\theta_B$ , dem Bragg-Winkel, der von der Oberfläche aus gemessen wird, produzieren die gebeugten Wellen der  $n$ -ten und  $(n+1)$ -ten Netzebene eine solche positive Interferenz. Der Unterschied im Pfad beträgt dann  $2d \sin \theta_B$  und man schlußfolgert das Braggsche Gesetz

$$2d \sin \theta_B = n\lambda, \quad (1.25)$$

wobei  $n$  eine beliebige ganze Zahl ist. Da der Netzebenenabstand gewöhnlich in der Größenordnung von  $3 \text{ \AA}$  ist (vgl. dazu Abb. 1.6; der Abstand zweier Netzebenen ist wegen der zwei Untergitter beim Zinkblendetyp  $a/2$ ), muß  $\lambda < 6 \text{ \AA}$  sein. Für GaAs ( $a_0 = 5.6533 \text{ \AA}$ ) und  $\lambda (\text{Cu K}_{\alpha 1}) = 1.54 \text{ \AA}$  beträgt  $\theta_B = 33^\circ$ .

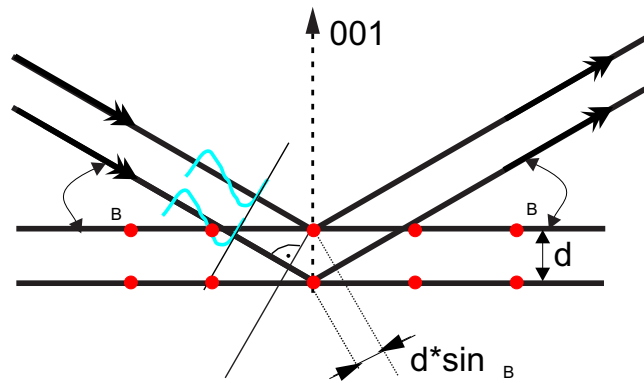


Abb. 1.20: Beugung von Röntgenstrahlen an einem Kristall mit dem Netzebenenabstand  $d$  bei Erfüllung der Braggschen Beugungsbedingung.

Die Braggsche Bedingung gilt streng genommen für den unendlichen, idealen Kristall. Eine finite Dicke des Kristalls verhindert die destruktive Überlagerung von Wellen mit Winkeln nahe bei  $\theta_B$  und es kommt zu einer Linienverbreiterung. Die Halbwertsbreite (HWB) des Bragg-Reflexes eines endlich dicken Kristalls mit einer Dicke  $D$  beträgt dann <sup>2)</sup> (in Radian)

$$\beta_{1/2} = \frac{0.9\lambda}{D \cos \theta_B}. \quad (1.26)$$

<sup>6</sup>Netzebene-äquidistante Ebenen im Kristallgitter; Gesamtheit wird als Schar über die Miller-Indizes  $\{hkl\}$  bezeichnet. Für ein rechtwinkliges Kristallsystem  $(a_1, a_2, a_3)$  gilt  $d = \left(\frac{h}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{k}{a_2}\right)^2 + \left(\frac{l}{a_3}\right)^2$ .

Weitere Beiträge zur Verbreiterung einer Linie können aus inhomogener Verspannungsverteilung, aus einer Biegung des Substrats, aus einer Einmischung nicht monochromatischer Wellenlängen (z.B.  $\lambda$  (Cu  $K_{\alpha 2}$ ) oder auch dem Auftreten von Gitterimperfectionen kommen.

Symmetrische Reflexe, wie der (004), können i.a. nur die senkrechte Gitterkonstante bestimmen. Um eine vollständige Aussage über den Spannungszustand einer Epitaxieschicht machen zu können, muß man darum nicht-symmetrische Reflexe benutzen.

Supergitter (engl. „superlattice“ – SL) bilden einen Sonderfall unter den Heterostrukturen<sup>77, 78)</sup>. Ihre Periodizität resultiert in einem ähnlichen Effekt wie die des Kristallgitters, es entstehen Einheitszellen mit der Länge  $\Lambda$ . Die Reflexe werden wesentlich durch die Interferenzen der Überordnung geprägt. Auf die Periode eines Supergitters  $\Lambda$  kann mit der kinematischen Theorie aus den Positionen der Satellitenpeaks  $\theta_{SL}$  der Ordnung  $n$  mit der Gleichung

$$\frac{2 \sin \theta_n - 2 \sin \theta_{SL}}{\lambda} = \pm \frac{n}{\Lambda} \quad (1.27)$$

geschlossen werden. Diese Gleichung fand insbesondere in der Kalibrierung unserer Wachstumsraten Anwendung, da unsere Kalibrierproben SL waren.

Um kleine Gitterfehlanpassungen zu bestimmen, benutzt man für pseudomorph gewachsene Schichten die abgeleitete Bragg-Gleichung

$$\frac{\Delta a}{a_{\perp}} = -\Delta \Omega \cot \theta_B. \quad (1.28)$$

$\Delta \Omega$  ist die Aufspaltung zwischen dem Substratpeak  $\theta_0$  und  $\theta_{SL}$ .

Der Übergitterpeak mit der Ordnung  $n=0$  ist gegenüber den anderen ausgezeichnet, er ist jedoch i.a. nicht unmittelbar aus den Rocking-Kurven einsichtig. Man kann wiederum mit der Messung zweier unterschiedlicher Reflexe Entscheidungshilfe finden. Der 0te Peak wird nämlich für alle Reflexe die gleiche Gitterfehlanpassung liefern. Mehrdeutigkeiten sind für zwei Reflexe  $\{hkl\}$  und  $\{h'k'l'\}$  nur für teilerfremde  $l$  und  $l'$  ausgeschlossen.

Wir benutzten im Verlaufe unserer Untersuchung das Röntgendiffraktometer Q1a der Firma BEDE. Die Quelle ist eine Röntgenröhre mit einer Leistung von  $P=1.5$  W auf der Probe. Als Monochromator diente ein GaAs-Kristall. Der Abstand Quelle-Probe und Probe-Detektor beträgt jeweils etwa 12 cm. Vor dem Detektor befindet sich eine Blende zum Ausblenden der Cu  $K_{\alpha 2}$ -Strahlung.

Die am häufigsten gemessenen Reflexe waren die symmetrischen GaAs(004)-Reflexe. Die Einstellung der nicht-symmetrischen Reflexe ist für das Q1a durch den beschränkten Winkelbereich der Detektorrotation beschränkt.

Die dynamische Streutheorie Takagis und Taupins<sup>79, 80)</sup> wurde fortentwickelt<sup>81)</sup> und hat mittlerweile wegen der erfolgten Strukturminiaturisierung die kinematische abgelöst. Insbesondere ist sie in der Lage, den nicht-stetigen Übergang hin zu sehr geringen Ausdehnungen der verspannten Schichten in den MQW (engl. „multi quantum well“) zu verarbeiten. Mittlerweile wurde darüber hinaus festgestellt, daß in verschiedenen Programmen zur Berechnung der Takagi-Taupin-Gleichungen nichtzulässige Näherungen des sogenannten Abweichungsparameters enthalten sind. Neuere Verbesserungen in der Theorie waren die Berücksichtigung der Absorption, die diskrete Natur sehr dünner Epitaxieschichten und die Einbeziehung diffuser Streuung an Versetzungen.

Zum Vergleich soll noch hinzugesetzt werden, wie die aktuellen Entwicklungen in diesem Gebiet für die spezifische Untersuchung niederdimensionaler Strukturen (0-D und

1-D) sind<sup>82)</sup>. Ausgehend vom System Si/SiGe wird versucht, den Deformationszustand, die Korrelations- und Ordnungseffekte<sup>83)</sup> und auch die Grenzflächenrauigkeit für III-V Systeme aus der kohärenten Streuintensität zu bestimmen. Als nächster Schritt ist die Untersuchung der von den Grenzflächen der Quantendrähte und -punkte herrührenden, diffusen Streuung geplant. Die geringen Intensitäten machen hierbei oft die Verwendung von Synchrotronstrahlung nötig. Versuche mit unseren multiplen Quantendotschichten verliefen bisher erfolglos.

### 1.4.2 Strukturelle Eigenschaften – Nanostrukturen-abbildende Techniken

**Atomkraftmikroskopie** Die Atomkraftmikroskopie (AFM)<sup>84)</sup> ist eine Standard-Untersuchungsmethode für Quantenpunkte und andere Nanostrukturen<sup>85, 56, 86, 30, 42, 87, 72, 39)</sup>. Sie ist eine Technik, bei der eine lange scharfe Spitze (Durchmesser kleiner 100 nm) über eine Probenoberfläche gezogen wird. Die Spitze befindet sich am Ende eines ca. 200  $\mu\text{m}$  großen Cantilever. Ein Detektor mißt die Auslenkung mittels eines reflektierten Laserstrahls vom Ende des Cantilevers. Auf den Cantilever wirken bei der Messung verschiedene Kräfte, v.a. aber die van der Waals-Kraft. Ein Schema der Messanordnung ist in Abb. 1.21 gegeben. Die von uns verwendeten Meßgeräte sind von TopoMetrix und Scientific Park. Beide wurden *ex-situ* verwendet. Oxydschichten spielen jedoch bei den von uns untersuchten Nanostrukturen offenbar keine Rolle bzw. beeinträchtigen die Messung nicht. Die Meßspitzen bestehen aus Siliziumnitrid.

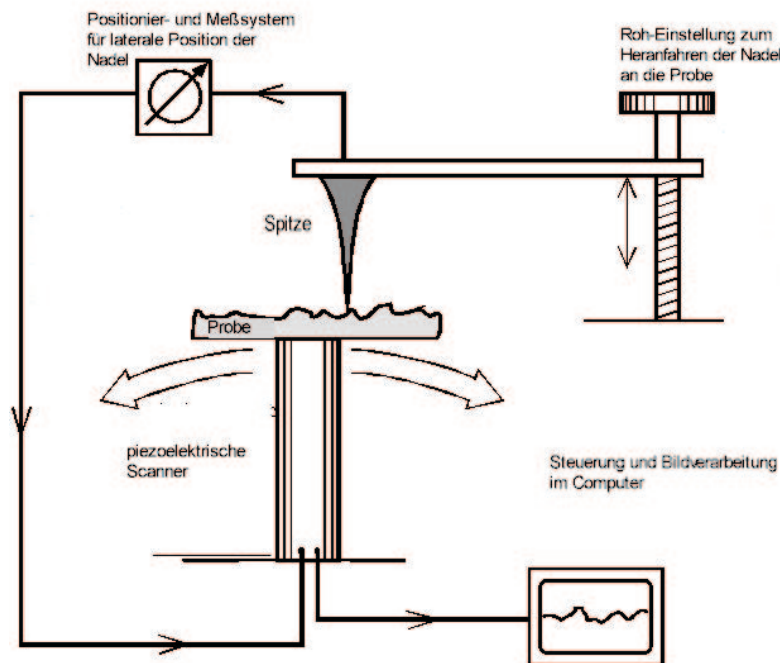


Abb. 1.21: Schema der Atomkraftmikroskopie.

Wie in Abb. 1.22 gezeigt, gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Meßregimes, die nach der Art der Kraftwirkung zwischen Probe und Spitze unterschieden werden. Im Kontaktmodus wird die Probe nur wenige Å von der Oberfläche entlang geführt und es wirkt eine elektrostatische, repulsive Kraft zwischen den Atomen der Nadel und der Probe.

Die Nadeln müssen dafür sehr hart sein. Der Vorteil ist eine gute vertikale Sensitivität. Im Nonkontakt-Modus wirkt eine anziehende Kraft auf die Probe und wie in<sup>86)</sup> gezeigt, können damit höhere laterale Auflösungen erreicht werden.

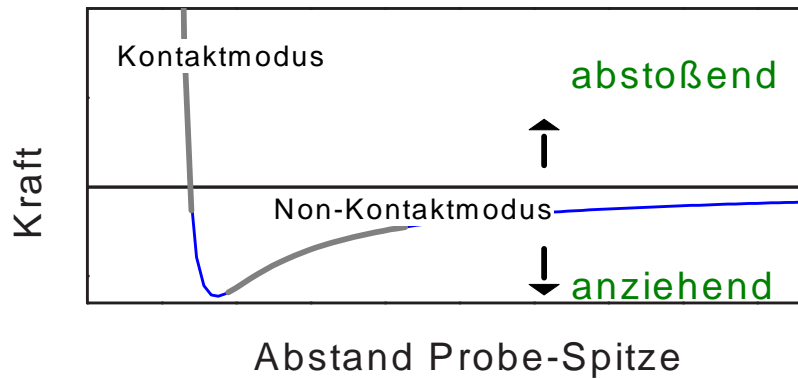


Abb. 1.22: Kräfte bei der Atomkraftmikroskopie als Funktion des Abstands von Spitze und Probe.

Unsere Messungen wurden alle im Kontaktmodus ausgeführt.

Auf ein m.E. wichtiges Problem soll an dieser Stelle noch einmal explizit hingewiesen werden. Die AFM-Messung erfaßt zwar die Höhe der gemessenen Objekt korrekt, jedoch werden i.a. verfälschte laterale Ausdehnungen angegeben. Man nehme an, die Spitze sei rund und das zu messende Objekt sei hemisphärisch, die Radien seien  $R$  für die Spitze und  $r$  für den Quantenpunkt. Wenn  $R > r$  gilt, so kann offensichtlich die „Spitze“ den Bereich unmittelbar an der Basis des Objekts nicht erfassen. Es läßt sich zeigen, daß mit  $r_m = r + R$  zwischen der gemessenen Ausdehnung  $l_{\text{gemessen}}$  und der tatsächlichen  $l_{\text{wirklich}}$  folgender Zusammenhang besteht

$$l_{\text{wirklich}} = 2\sqrt{2rh - h^2}, l_{\text{gemessen}} = 2\sqrt{2r_m h - h^2}. \quad (1.29)$$

Diese Abhängigkeit ist an einem Beispiel in Abb. 1.23 graphisch dargestellt. Die Spitze habe hier einen Radius  $R=10$  nm. Man sieht, daß sich unter den gemachten Annahmen schon bei typischen Quantenpunkt-Größen dramatische Abweichungen ergeben.

Obwohl sich die AFM hervorragend dazu eignet, die Existenz von Quantenpunkten nachzuweisen, ihre Flächendichte und Höhe zu bestimmen, sollte man mit der Interpretation der lateralen Ausdehnungen sorgfältig umgehen. Weiter kommt hinzu, daß wie in Kapitel 2 gezeigt wird, sich im Verlauf des Überwachsens Änderungen der Geometrie ergeben, die einen Rückschluß von den AFM-Messungen auf die vergrabenen Inseln insgesamt schwierig erscheinen lassen.

**Transmissions-Elektronen-Mikroskopie** Die Transmissions-Elektronen-Mikroskopie (TEM) ist in der Lage, auf atomarem Maßstab abzubilden. Sie ist definitiv eine destruktive Meßmethode. Sie benötigt sehr dünne Kristallfilme von weniger als 100 nm Dicke, die mit warmen Elektronen (50–200 kV Beschleunigungsspannung) durchstrahlt werden.

Die Abbildung entsteht durch ungestreute oder unter kleinen Winkeln gestreute Elektronen (Hellfeldabbildung) oder aber einen gewissen Teil der stärker gestreuten Elektronen (Dunkelfeldabbildung), die in der Bildebene interferieren. Es existieren hinsichtlich der Abbildung viele Analogien zur Lichtmikroskopie. Die Führung der Elektronenstrahlen erfolgt über elektromagnetische Linsen. Die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit der Materie widerspiegelt sich in einer Phasen- und Amplitudenmodulation der

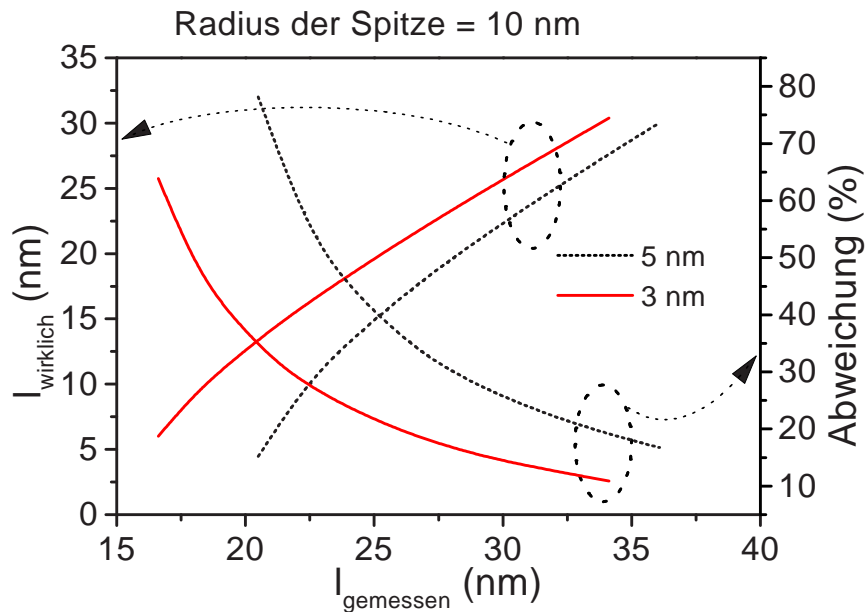


Abb. 1.23: Die Einfaltung der Spitzenabmaße in die AFM-Messungen an Quantenpunkten bewirkt eine starke Abweichung der gemessenen Größe für kleine laterale Quantenpunkt-Abmessungen. Anstelle der wirklichen (berechneten) Abmaße  $l_{\text{wirklich}}$  bestimmt man mit einer Spitze des Radius  $R$  die Länge  $l_{\text{gemessen}}$ . Parameter ist die Quantenpunkt-Höhe.

Elektronenwelle. Während letztere insbesondere für dicke Filme Bedeutung hat, ist der Phasenkontrast von hervorragender Bedeutung bei der Abbildung chemischer Grenzen. Ein Elektron wird beim Passieren eines sehr dünnen Films nur einmal mit einem Atom wechselwirken. Die mitgenommene Bildinformation hängt also vom Streuquerschnitt des Atoms ab.

Die Informationen über ein kristallines Objekt sind in dem durch Streuung oder Beugung entstehenden Wellenfeld gegeben. Dieses wird in der bildseitigen Objektivbrennebene ein Fraunhofersches Beugungsbild (*Diffraktogramm*) ähnlich der Röntgenbeugung und entsprechend der Bragg-Bedingung (Glg. 1.25) ergeben (vgl. dazu Abb. 1.24). In der Bildebene liefert eine inverse Fouriertransformation das wirkliche Bild ( $k \rightarrow r$ ) als Summe des unelastisch gestreuten Hintergrunds, der Linsenfehler, der Beugung der Elektronen an den Blenden und der konstruktiven Interferenz der ausgewählten Strahlen.

Eine umfassende Abhandlung zur Technik und Anwendung der Transmissionselektronenmikroskopie findet man bei Bethge und Heydenreich<sup>88)</sup>.

Folgende untersuchungsmethodische, elektronenoptische Verfahren sind interessant für die Quantenpunkt-Problematik<sup>82, 89, 90)</sup>:

TEM-Beugungskontrast: Beschreibung möglicher Kristalldefekte, Bestimmung der Geometrie der Quantenstrukturen;

Hochauflösungselektronenmikroskopie (HR-TEM): Untersuchung der atomaren Struktur der Kristalldefekte, der Grenzflächenrauigkeiten und Quantenstrukturen, weiterführende Untersuchung auf Interdiffusion, Gitterverzerrungen, Computermodellierung und -simulation;

konvergente Beugung: Untersuchung von Struktur und Symmetrie der Halbleitersysteme bis hin zum Nanometer-Bereich;



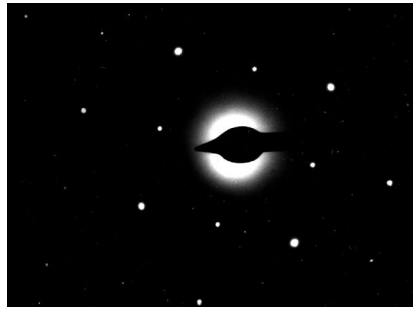


Abb. 1.24: Diffraktogramm einer InAs/InP Heterostruktur. Das Fraunhofersche Beugungsbild widerspiegelt die Symmetrie der (100)-Orientierung. Der Abstand der Reflexe läßt auf eine Gitterkonstante von 0.3 nm schließen (mit freundlicher Unterstützung J. Erxmeyer).

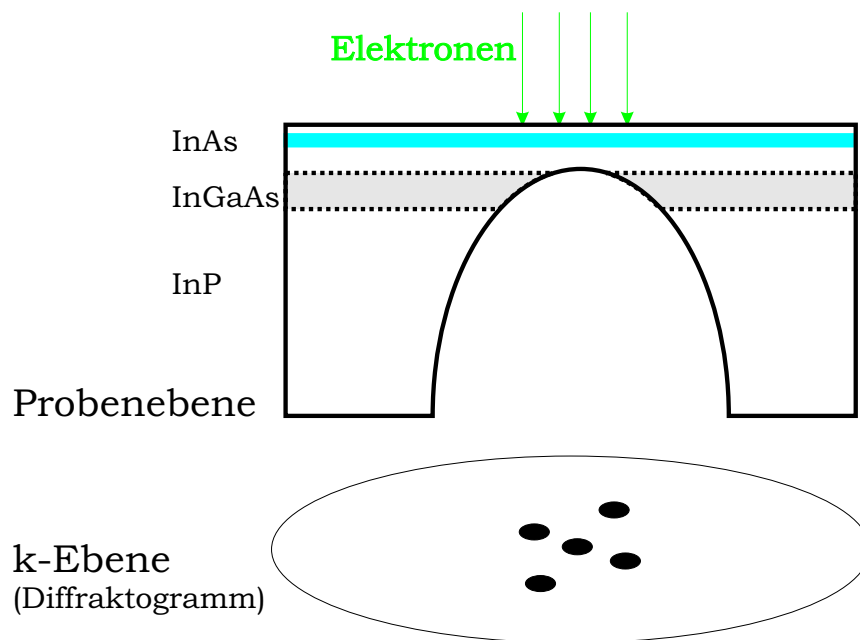


Abb. 1.25: Schematische Anordnung beim *plan-view* TEM an einer InAs/InP Probe.

analytische TEM: qualitativer und quantitativer Elementnachweis mittels EDXS und EELS, Darstellung der Elementverteilung entlang einer Linie bzw. zweidimensional; gegebenenfalls Charakterisierung des chemischen Bindungszustandes eines Elementes durch Untersuchung kantennaher Feinstrukturen.

Es gibt zwei grundsätzlich unterschiedliche Arten der Probenpräparation für die TEM, die sich an verschiedenen Auflösungen messen lassen. Man kann zum einen *Ebenen-Schnitte* (engl. „plan view“) anfertigen um Übersichtsbilder auf einem Submikrometermaßstab zu gewinnen. Für hochauflösende EM braucht man dagegen sehr viel dünnere Filme, die durch *Querschnitts-Präparation* hergestellt werden.

Für plan-view Aufnahmen werden Proben durch chemisches Ätzen und/oder Ionengraßung partiell planar gedünnt. Ich will diese Methode kurz mit unserm hausgemachten Rezept zur Abbildung dreidimensionaler InAs-Strukturen in InP beschreiben. Die speziell gestalteten Proben waren mit einer Opferlage gitterangepaßten  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$  versehen. Das InAs war asymmetrisch in eine Matrix aus InP mit ca. 24 nm Schichtdicke zur Oberfläche und ca. 78 nm zur ternären Opferschicht eingeschlossen. Solch eine Probe ist in Abb. 1.25 dargestellt. Da eine so dünne Schicht sehr instabil ist, bedampften wir die

Probe zusätzlich mit Kohlenstoff, der als amorphe Stützschiicht die Messung nicht beeinflusst. Dann wurde die Probe mit der Epitaxieschicht nach unten mit Apizon auf einen Glaträger geklebt. Das Wachs bedeckte auch Seitenkanten und Rückseite mit Ausnahme eines kleinen Lochs. Dann wurde der gesamte Träger in einer HCl-Lösung geätzt. Die Ätzgeschwindigkeit sinkt wegen der hohen Selektivität dieser Ätze gegen den Ga-haltigen Verbindungshalbleiter rapide bei Erreichen der  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ -Opferlage. Die 30 nm dicke Opferlage wird schließlich in einem *Gate-recess*-Prozeß mit einer schwefelsäurehaltigen Lösung entfernt. Die Wirksamkeit dieses Schritts kann durch optische Kontrolle erfolgen, da das  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$  weit weniger metallisch scheinend ist, als das InP. Mit elementdispersiver Röntgenanalyse (EDX) konnten nach der Ätzung ebenfalls keine Ga-Reste nachgewiesen werden. Nach Ablösen des Apizons in Azeton erhält man eine in den meisten Fällen stabile und doch sehr dünne Schicht InP mit der eingebetteten, hochverspannten InAs-Schicht. Die Ebenenschnitte können gute Aussagen über die laterale Verteilung von Inhomogenitäten, wie Quantenpunkten und Quantendrähten machen.

Eine andere Möglichkeit der Probenpräparation besteht in der Herstellung von *Querschnittsproben*<sup>89)</sup>. Damit kann man Aussagen über die Ebenheit von Heterogrenzflächen oder die strukturelle Qualität der verspannten Schichten auf einem Maßstab von kleiner als 1 nm gewinnen. Durch Superposition des Primärstrahls mit einem ausgewählten Reflex ergibt sich die Möglichkeit, mit HR-TEM Atomreihen als Streifenstrukturen abzubilden. An lokalen Gitterverbiegungen, hervorgerufen durch Kristalldefekte oder Verspannungen, gibt es Irrregularitäten dieser Streifenmuster. In Abb. 1.26 ist das ein HR-TEM Bild eines Dreifachstapels von InAs-Dots abgebildet. Die InAs-reichen Bereiche sind dunkel, im Bereich der Kanten der Dots kommt es zu lokalen Veränderungen der Atomabstände (Spannungsfelder), was besonders deutlich wird, wenn man die Bilder fourierfiltert (und dadurch einzelne Strahlkombinationen auswählt). Es ist jedoch auch ersichtlich, daß das Kristallgitter versetzungsfrei bleibt.

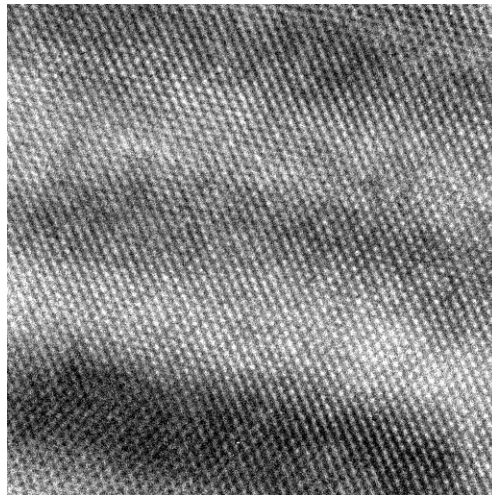


Abb. 1.26: Dreifachstapel von InAs-Quantenpunkten. Die (100) Wachstumsfront liegt in einem Winkel von etwa  $20^\circ$ , die Abstände zwischen den einzelnen Lagen sind durch je 20 ML GaAs gegeben. Man kann deutlich die einzelnen Monolagen und außerdem Gitterdeformationen an den Quantenpunktkanten erkennen. Schwach ist jedoch der chemische Kontrast für die 2D-InAs-Bereiche. (mit freundlicher Unterstützung H. Kirmse)

Beide Methoden (Ebenen- und Querschnitt) weisen Quantenpunkte sowohl aufgrund ihres chemischen als auch durch ihren Verspannungskontrast nach. Die Inseln ergeben im



Vergleich zum Matrixmaterial Phasenverschiebungen. Wegen der endlichen Tiefenausdehnung der Inseln und dem dadurch verschobenen Fokus des Elektronenstrahls kann es aber auch durch die räumliche Komponente zu Phasenkontrasten kommen.

Das Verschiebungsfeld des Kristalls infolge der konkreten Inselgeometrie ist verantwortlich dafür, daß die Auswertung der TEM-Bilder einiger Achtsamkeit bedarf, da man von den Verspannungskontrasten nicht notwendig auf die Form schließen kann. Androussi *et al.*<sup>91)</sup> zeigen z.B. anhand des Vergleichs von Messung und Simulation der TEM-Bilder verschiedener Reflexe (220 und 040), daß die von ihnen untersuchten Quantenpunkte koinisch sind.

Eine ergänzende Methode in den benutzten TEM-Geräten (Phillips 200 keV) ist die EDX, mit der man die chemischen Anteile im untersuchten Material bis in den Bereich von wenigen Prozent nachweisen kann. Bei genügender Ortsauflösung kann man damit die chemischen Profile der Heterostruktur zeichnen.

### 1.4.3 Optische Eigenschaften - Lumineszenz und Reflektivität

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene optische Untersuchungen an den Nanostrukturen durchgeführt, Photolumineszenz-Messungen (PL) im Temperaturbereich zwischen 4 und 300 K mit und ohne Magnetfeld, Kathodolumineszenzuntersuchungen (KL) bei  $T=77$  K energiedispersiv oder orts aufgelöst<sup>7</sup>, Photoreflexionsmessungen (PR) bei Raumtemperatur, ferner Raman-Untersuchungen<sup>8</sup> und zeitaufgelöste PL-Messungen<sup>9</sup>.

**PL und KL-Messungen** Mit den PL und KL-Messungen werden in erster Linie solche Bandstrukturparameter wie die Bandlücke des schmallückigeren Halbleiters in der Heterostruktur und der quantisierten Niveaus in den niederdimensionalen Strukturen untersucht. Die Lumineszenz von Dotstrukturen ist meist im Bereich des nahen Infrarot. Sie ist exzitoner Natur, d.h. die Übergangsenergien müssen um einen exzitonen Beitrag korrigiert werden ( $E_{PL} = E_0 + E_{Exc}$ ). Die Signale sind in Folge der Größenverteilungsfunktion der Quantenpunkte stark verbreitert. Im allgemeinen ist ein Spektrum ( $HWB \ll 100$  meV) eine Größenordnung breiter als Quantenzustände von 2-D Strukturen<sup>92)</sup>. Theoretischen Vorhersagen zufolge sollte sich das Spektrum von Quantenpunkten aus vielen einzelnen Peaks mit sehr geringer Breite ( $\ll 1$  meV) zusammensetzen, was durch geometrische Vereinzelung der Quantenpunkte oder durch räumlich hochauflösende Spektroskopie (KL, Mikro-PL) auch gelang<sup>93)</sup>.

Aufgrund des höheren, begrenzenden Potentials eines Quantenpunkt ist die Thermalisierung von Exzitonen<sup>10</sup> viel schwieriger, als für herkömmliche 2-D-Strukturen. Bimberg *et al.*<sup>43)</sup> diskutieren zwei Grenzfälle der konkurrierenden Prozesse Thermalisierung und Rekombination. Letztere haben die charakteristischen Zeitkonstanten  $\tau_{thermal}$  und  $\tau_r$ . Ihr Verhältnis kontrolliert, ob die PL-Spektren von einer thermischen Ladungsträgerstatistik diktiert sind oder nicht.

- $\tau_{thermal} \gg \tau_r \rightarrow$  alle Quantenpunkte haben dieselbe Besetzung und tragen in gleicher Weise zum Spektrum bei.

<sup>7</sup>an der MLU Halle mit L. Hoering

<sup>8</sup>an der Universität Kiev/Ukraine

<sup>9</sup>am FBH Berlin von J. Tömm

<sup>10</sup>thermisch induzierter Emissionsprozeß der Ladungsträger aus einem Quantenniveau

- $\tau_{thermal} \ll \tau_r \rightarrow$  die Quantenpunkte koppeln untereinander; größere Dots mit einer höheren Lokalisierungsenergie sind stärker besetzt und dominieren das Spektrum.

Typische Rekombinationsraten  $\tau_r^{-1}$  sind in der Größenordnung  $3 \text{ ns}^{-1}$  (durchgezogene Linie in Abb. 1.27), was auch durch unsere Transienten-PL-Untersuchungen gestützt wird. Eine Näherung für die Thermalisierungsrate ist durch

$$\tau_{thermal}^{-1} = 0.1 \text{ ps}^{-1} \exp \frac{E_0^{InAs} - E_C^{GaAs}}{k_B T} \quad (1.30)$$

gegeben. In Abb. 1.27 ist dargestellt, wie die Thermalisierung mit der strahlenden Rekombination konkurriert. Man sieht, daß für kleine Dots (geringe Lokalisierungsenergie) dieser Effekt durchaus eine Rolle spielen kann.

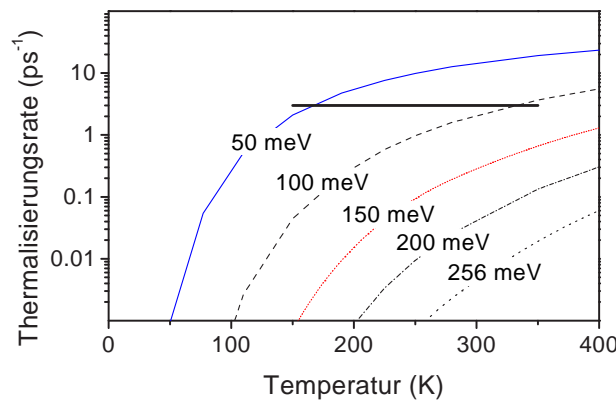


Abb. 1.27: Die Thermalisierungsrate von Elektronen-Loch-Paaren aus einem Quantenpunkt mit der Lokalisierungsenergie  $E_0^{InAs} - E_C^{GaAs}$  berechnet als Funktion der Temperatur in Abwesenheit anderer Störungen. Typische gemessene Rekombinationsraten sind durch die horizontale Linie gegeben. Parameter ist die Lokalisierungsenergie.

Abhängig von der Geometrie und der chemischen Zusammensetzung der Quantenpunkte gibt es einen oder mehrere gebundene Elektronenzustände. Diese können i.a. mittels optischen Pumpens nacheinander als einzelne Peaks sichtbar gemacht werden<sup>94)</sup>, wenn der Grundzustand gesättigt werden kann. Wir konnten eine Sättigung nur mit den außerordentlich hohen Anregungsdichten der KL realisieren ( $7 \text{ kW/cm}^2$ ).

Bei den PL-Messungen wurden die Proben mit der  $\lambda=488 \text{ nm}$  Linie eines  $\text{Ar}^+$ -Lasers angeregt. Der Anregungsfleck konnte kleiner als  $1 \text{ mm}^2$  fokussiert werden. Für Messungen bis zu Energien von  $1.4 \text{ eV}$  wurde als Detektor ein Photovervielfacher verwendet, darunter bis zu einer unteren Grenze von  $0.8 \text{ eV}$  verwendeten wir eine gekühlte Ge-Diode. Abhängig vom Detektor und dem Signal lagen die verwendeten Integrationszeiten in der Größenordnung einer Sekunde. Die Signale waren meist vergleichbar oder besser als die unserer besten 2-D-PHEMT-Strukturen (engl.-, „pseudomorphic HEMT“). Ergebnisse dazu werden in den Kapiteln 3, 4 und 6 präsentiert.

Die aktuellen Entwicklungen in der Untersuchung der optischen Eigenschaften von Quantenpunkten sind geprägt durch eine außerordentlich breite, wissenschaftliche Tätigkeit, allerdings immer motiviert durch die Herstellung von Quantenpunkt-basierenden Lasern<sup>24, 95)</sup> oder energiedispersiven Photodetektoren<sup>96)</sup>.

Fixierte (noch offene) Problemstellungen<sup>82)</sup> sind oft auch das Ziel unserer eigenen Arbeit; sie sind im Einzelnen:

- anregungsspektroskopische und zeitaufgelöste Experimente zum Studium des Einfangs von Ladungsträgern aus der Barriere und anschließende Energierelaxation,
- die Untersuchung der Rekombinationsspektren einzelner Quantenpunkte und Ensembles als Funktion der Teilchenzahl im Quantenpunkt,
- die Analyse des Einflusses der vertikalen Kopplung in Quantenpunkt-Stapeln,
- die Untersuchung neuer Materialsysteme einschließlich von 1-D Strukturen.

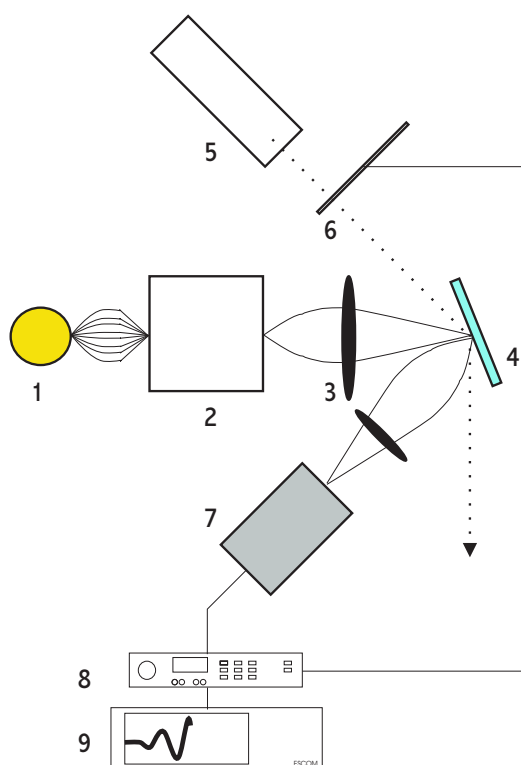


Abb. 1.28: Schema des verwendeten PR-Aufbaus. 1) Lampe, 2) Monochromator, 3) Linsen, 4) Probe, 5) Laser, 6) mechanischer Chopper, 7) Si-Photodiode, 8) Lock-In, 9) Computersteuerung.

**Photoreflexion** Die PR ist ein Zweig der optischen Spektroskopie, bei dem die optischen Eigenschaften der Probe durch eine Modulation eines elektrischen Felds geändert werden. Üblicherweise beschränkt man sich auf kleine Störungen, so daß man mit der Differenz aus ungestörtem und gestörtem Zustand eine Ableitung des absoluten Reflexionsvermögens erhält<sup>97)</sup>. Das Meßprinzip ist aus Abb. 1.28 ersichtlich. Die PR-Messungen wurden mit einer Laserwellenlänge von 636 nm moduliert. Dadurch und durch die Siliziumdiode, die als Detektor diente, war der Meßbereich zwischen 1.15 und 1.7 eV eingeschränkt. Die Laserintensität konnte in weiten Grenzen geregelt werden. Durch Defokussieren und Abblenden wurde die Leistung auf der Probe zwischen 1 mW/cm<sup>2</sup> (normale Meßbedingung) und einigen 10<sup>-5</sup> mW/cm<sup>2</sup> variiert werden. Die Referenzfrequenz lag im Bereich 60 Hz-2 kHz. Der Meßstrahl war die erste Beugungsordnung des monochromatisierten Lichts einer 100 W Halogenlampe und von geringerer Leistung auf der Probe, als der Laserstrahl. Das Signal wurde mit einem Lock-In Verstärker SR510 verarbeitet. Die Signalaufnahme und Steuerung des Monochromators erfolgte computergesteuert, wie es mit Abb. 1.28 dargestellt ist.

### 1.4.4 Elektrische Eigenschaften: Hall-, Shubnikov de Haas-, Kapazitäts- und Kapazitätstransientenmessungen

Eine überaus wichtige Form der Charakterisierung von Halbleitern besteht in der Ermittlung ihrer elektrischen Eigenschaften. Eine sehr gute Beschreibung entsprechender Meßtechniken und zur physikalischen Interpretation derselben findet sich bei Blood and Orton<sup>98)</sup>, an deren Symbolsprache ich mich im Rahmen dieser Arbeit auch orientieren will. Im folgenden sollen einige wichtige physikalische Zusammenhänge skizziert werden, für eine genauere Beschreibung sei jedoch auf die einzelnen Kapitel und<sup>98)</sup> verwiesen. Die einzelnen, in Folge behandelten Techniken sind Hallmessungen, Shubnikov-de Haas (SdH)-Messungen, Kapazitätsmessungen (C-V) und Kapazitätstransientenspektroskopie (DLTS).

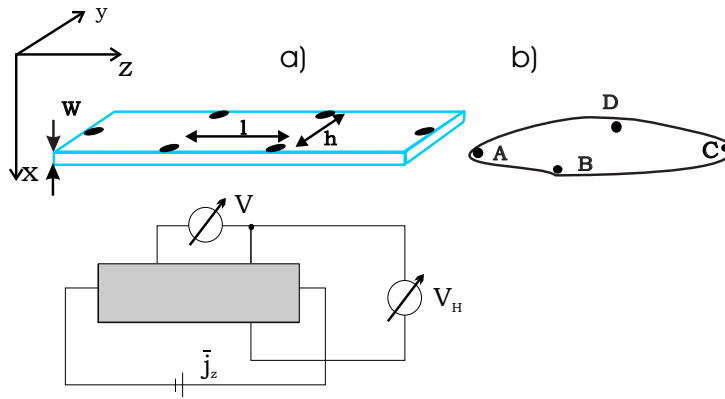


Abb. 1.29: Ermittlung der Ladungsträgerbeweglichkeit und Ladungsträgerkonzentration: a) Hallbalken-Probe mit 6 Kontakten, den Abmaßen  $h \times l \times W$  und zugehörigem Koordinatensystem. Außerdem ist ein Schaltbild zur Erklärung der im Text verwendeten Meßgrößen beigelegt. b) Van der Pauw Probe mit nur 4 Kontakten.

**Hallmessungen** Durch eine Probe soll entsprechend Abb. 1.29 ein Elektronenstrom der Dichte  $j_z$  unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes  $E_z$  entlang der z-Koordinate mit einer Geschwindigkeit  $v_z$  fließen. Auf ihn soll ein homogenes Magnetfeld  $B_x$  wirken, dessen Feldlinien parallel zur x-Koordinate gerichtet sind. Die dadurch verursachte Lorentzkraft  $F_B$  treibt die Ladungsträger in y-Richtung. Es baut sich ein Feld  $E_y$  zur Egalisierung von  $F_B$  auf und ein statischer Zustand soll Stromfreiheit garantieren ( $j_y = 0$ ). Dann gilt

$$eB_x v_z = -eE_y \quad (1.31)$$

mit der Stromdichte (bei nur einer Ladungsträgersorte)

$$j_z = nev_z.$$

Führt man nun den Hallfaktor

$$R_H = -\frac{1}{ne} \quad (1.32)$$

ein, so ergibt sich eine Proportionalität zwischen den Meßgrößen  $V_\sigma$ ,  $V_H$  und  $I_z$ , die in Abb. 1.29 erläutert sind:

$$R_H = -\frac{E_y}{B_x j_z} = \frac{V_H/h}{B_x I_z/W h} = \frac{V_H W}{B_x I_z}. \quad (1.33)$$

Gleichzeitig mit der Hallspannung  $V_H$  wird mit der Messung der sogenannten  $\sigma$ -Spannung die (longitudinale) Leitfähigkeit ( $\sigma = \rho^{-1}$ ) der Probe bestimmt, die sich zu

$$\sigma_H = \frac{j_z}{E_y} = \frac{I_z/Wh}{V_\sigma/l} = \frac{I_z}{V_\sigma} \frac{l}{Wh}. \quad (1.34)$$

ergibt. Die Driftbeweglichkeit ist definiert als

$$\mu = \frac{\sigma}{en} = -\frac{R_H \sigma}{r} = \frac{V_H}{V_\sigma} \frac{1}{B_x} \frac{l}{h} \frac{l}{r}. \quad (1.35)$$

und schließlich ist die Halbeweglichkeit dann

$$\mu_H = |R_H \sigma| = r \mu. \quad (1.36)$$

Die Kontaktierung der Hallbalken und van-der-Pauw-Strukturen erfolgt mit Zinn-(Zink-) dotiertem Indium<sup>99</sup>, welches auf n-(p-)dotierten Proben bei erhöhten Temperaturen unter einer Atmosphäre Formiergas<sup>11</sup> für 3 Minuten einlegiert wurde. Als Temperaturen verwendeten wir 400 (350)°C für GaAs-(InP-)basierende Proben. Die Temperaturen wurden mit einem PT100 kalibriert.

Unser Meßplatz für van der Pauw-Proben besteht aus einem Kryostaten der Firma CTI (Mod. 22) mit einem geschlossenen He-Kreislauf, der Temperaturen von bis zu 10 K erlaubt. Die Probe befindet sich auf einem Cu-Kühlfinger. Die Probenkontakte sind Metallfedern, deren thermische Stabilität angemessen ist. Die Steuerung des Versuchs erfolgt mit einem Programm, welches im Zusammenspiel mit einer Temperaturregeleinrichtung von LakeShore eine Temperaturstabilität von  $\pm 1$  K realisierte. Als Stromquelle dient ein Keithley 220, als Spannungsmeßgerät ein Keithley 195A und zum Umschalten zwischen den unterschiedlichen Kontakten ein Scanner Keithley 705. Der Magnet – eine Helmholtzspule – ist von der Firma Walker Scientific Inc. und erreicht Magnetfelder bis zu 0.7 Tesla (7 kG).

Der alternativ verwendete Meßplatz für Hallbalkenstrukturen kann in einem Temperaturbereich bis 77 K eingesetzt werden. Die Übereinstimmung der Daten aus beiden Meßplätzen wurde erfolgreich nachgewiesen. Die bestimmten Konzentrationen aus diesem zweiten Meßplatz sind zunächst ohne Randflächenverarmungskorrektur<sup>12</sup>.

Van-der-Pauw Probengeometrien weichen wie in Abb. 1.29 (b) dargestellt von der in Abb. 1.29 (a) gezeigten Hallbalkenstruktur ab. Sie erlauben adäquat die Bestimmung der genannten Eigenschaften (insbesondere des Schichtwiderstands  $R_\square$  mit der Dimension  $\Omega/\square$ ) von Proben beliebiger Geometrie mit vier Kontakten (A,B,C und D). Trotz der Formunabhängigkeit werden gemeinhin symmetrische Grundformen (Quadrat, Kleeblatt) gewählt, da sich so aus eventuell auftretenden Asymmetrien der gemessenen Widerstandswerte Rückschlüsse über die Symmetrie der Probe gewinnen lassen. Die Asymmetrien werden über eine spezielle Funktion  $f$  berücksichtigt, die die Relation

$$\frac{Q-1}{Q+1} = \frac{f}{\ln 2} \cosh \left\{ \frac{1}{2} \exp \left( \frac{\ln 2}{f} \right) \right\}^{-1} \quad (1.37)$$

<sup>11</sup> 5 % H in N<sub>2</sub>

<sup>12</sup> Wegen des Fermi-niveau-Pinnings an der Oberfläche kommt es z.B. in GaAs zur Herausbildung einer (genau genommen je Grenzfläche eine) Randschicht, die entsprechend der Schottky-Dioden-Gleichung von Ladungsträgern verarmt ist. Die Breite dieser Zone regelt sich über die Abschirmlänge des Oberflächenpotentials und damit über die Konzentration freier Träger (ca. 500 nm bei  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ).

erfüllt. Hier ist  $Q = R_{ABCD}/R_{BCDA}$  das Verhältnis zweier Widerstände,  $R_{ABCD} = V_{AB}/I_{CD}$  der zwischen den Punkten A und B gemessene Widerstand, wenn der Strom zwischen den Kontakten C und D fließt. Jetzt ergibt sich

$$R_{\square} = \frac{\pi}{\ln 2} \left\{ \frac{R_{ABCD} + R_{BCDA}}{2} \right\} f \left( \frac{R_{ABCD}}{R_{BCDA}} \right). \quad (1.38)$$

Mit der Bestimmung der Widerstände mit und ohne Magnetfeld ergibt sich wieder die Möglichkeit analog zu den Glgn. 1.33 und 1.34 die Beweglichkeit und Ladungsträgerkonzentration zu bestimmen.

Eine nicht zu unterschätzende Problematik bei der Beurteilung der Meßdaten besteht darin, ob mehrere Ladungsträgersorten zur Leitfähigkeit beitragen. Ein solcher Fall kann eintreten, wenn absichtliche p-n-Profile, unabsichtliche Dotierinhomogenitäten, multiple Strukturen mit variablen Leiteigenschaften, Parallelkanäle in Pufferschichten oder mehrere Leitbandminima in den Proben vorhanden sind. Wie man sieht, sind praktisch alle Heterostrukturen Kandidaten für entsprechende Korrekturen, die essentiell werden, wenn es bei der Mischleitung keine dominante Trägersorte mehr gibt. Wie Kane<sup>100)</sup> demonstriert, wird man im Falle von mehreren leitfähigen Schichten das elektrische Feld  $\mathcal{E}$  anstelle des elektrischen Stromes als unabhängige Variable wählen und das Tensorprodukt

$$j_i = \sigma_i \mathcal{E} \quad (1.39)$$

mit den tensoriellen Komponenten Leitfähigkeit  $\sigma$  und Stromdichte  $j$  betrachten. Den Leitfähigkeitstensor erhält man aus der Inversion des Widerstandstensors

$$\sigma = \frac{n_i e^2}{m_i^*} \begin{pmatrix} \frac{\tau_i}{1+\omega_{ci}^2 \tau_i^2} & \frac{-\omega_{ci} \tau_i}{1+\omega_{ci}^2 \tau_i^2} \\ \frac{\omega_{ci} \tau_i}{1+\omega_{ci}^2 \tau_i^2} & \frac{\tau_i}{1+\omega_{ci}^2 \tau_i^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_i & -A_i \\ A_i & D_i \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

mit den Abkürzungen  $\tau$  für die Streuzeit und  $\omega_C$  für die Zyklotronfrequenz, welche sich aus

$$\omega_C = \frac{eB}{m^*}. \quad (1.41)$$

ergibt. Die Magnetfeldabhängigkeit, die in den Diagonalelementen vorhanden ist, bewirkt, daß man für höhere Magnetfelder bevorzugt niedrige Beweglichkeiten und für niedrige Magnetfelder bevorzugt hohe Beweglichkeiten mißt. Für mehrere Ladungsträgersorten  $i$  kann die Leitfähigkeit durch Addition der Tensorkomponenten erhalten werden.

Zum Vergleich mit den gemessenen Widerstandsgrößen  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  haben Kane *et al.*<sup>100)</sup> aber einige vereinfachende Annahmen für ihr MODFET-System getroffen, um analytische Lösungen zu ermöglichen.

Eine interessante Methode neben den Anpassungen für Multi-Ladungsträger-Systeme (MCF)<sup>100, 101)</sup> ist die Beweglichkeitsspektroskopie, die auf eine bahnbrechende Arbeit von Beck und Anderson<sup>102)</sup> zurückgeht. Das Ergebnis der Analyse magnetfeldabhängiger Halldaten sind Leitfähigkeitsspektren, die frei von Annahmen bezüglich der Eigenschaften der Ladungsträger auskommen, jedoch kritisch von der Anzahl und der Position der gewählten Stützstellen abhängen. Die Methode wurde später in die Richtung erweitert, Eingangswerte für MCF zu liefern, um physikalisch sinnvolle und numerisch stabile Lösungen zu erhalten<sup>103)</sup>.



**Shubnikov-de Haas- und Quantenhalleffekt** Ein zweidimensionales System kann durch ein senkrechtes, starkes magnetisches Feld vollständig quantisiert werden<sup>17, 104, 98, 105)</sup>, d.h. daß die 2-D Zustandsdichte aus Abb. 1.12 in eine quasi-0-dimensionale übergeht. Durch das Magnetfeld kommt ein neuer Term in den Hamiltonoperator aus Glg. 1.6, das Vektorpotential  $\mathcal{A}$ . Dieses erfüllt in der Landaeichung  $\text{rot } \mathcal{A} = \vec{B} = (0, 0, B_z)$  sowie  $\mathcal{A} = (0, Bx, 0)$ . Dann ergeben sich für ein ideales, quantisiertes 2-D System unter Berücksichtigung der Spinaufspaltung die *Landauniveaus*

$$E_{nl} = \hbar\omega_C \left( l + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} g\mu_B B \quad \text{mit } l = 0, 1, 2, \dots \quad (1.42)$$

Es sind  $g$  der Landéfaktor,  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $\omega_C$  die in Glg. 1.41 definierte Zyklotronfrequenz. Die  $\delta$ -Funktion-artige Zustandsdichte der Landauniveaus verbreitert sich in realen Systemen, wobei sich jedoch die Anzahl besetzbarer Zustände

$$n_L = \frac{eB}{h} \quad (1.43)$$

je Niveau erhält.

Physikalische Meßgrößen wie der Widerstand oszillieren unter dem Einfluß eines variablen magnetischen Feldes aufgrund der Ladungsträgerumverteilung auf die vielfach entarteten Landauniveaus. Dies ist die physikalische Ursache für den Shubnikov-de Haas Effekt (SdH), womit die  $B^{-1}$ -periodischen Schwankungen der Leitfähigkeit beschrieben werden. Obwohl auch für den Volumenfall vorhanden, sind sie für entartete, zweidimensionale Elektronengase besonders gut ausgeprägt, weil ihre Beobachtbarkeit einige Forderungen an das Experiment stellt, die für das 2DEG i.a. gut erfüllt sind. Diese sind im einzelnen:

- $\frac{E_F - E_C}{kT} \gg 1$  (Entartung)
- $\hbar\omega_C \gg kT$  (Landaaufspaltung größer als thermische Energie)
- $\mu B \gg 1$  (Streuung erst nach mindestens einem Zyklotronumlauf)

In dieser Arbeit wollen wir uns auf den Fall eines senkrecht zum 2DEG gerichteten Magnetfeldes konzentrieren. Es soll jedoch kurz erwähnt werden, daß für geneigte Magnetfelder infolge der Translationssymmetrie bezüglich  $x$  nur der auf die  $z$ -Komponente projizierte Anteil von  $B_{\text{total}}$  für die Periode der SdH-Oszillationen von Bedeutung ist<sup>13</sup>. Die Aufspaltung von Spinniveaus hängt dagegen von  $B_{\text{total}}$  ab. Ist das Magnetfeld parallel zum 2DEG, so unterliegen die Subbandenergien einzig einer diamagnetischen Verschiebung (diamagnetischer SdH-Effekt). Wie bei Heide<sup>104)</sup> oder Nachtwei<sup>106)</sup> gezeigt, können die Abweichungen von der  $\cos$ -Abhängigkeit der SdH-Oszillationsperiode dazu verwendet werden, die Fermikörper und folglich die endliche  $z$ -Ausdehnung der nur im Idealfall an der Heterogrenzfläche lokalisierten Wellenfunktion abzuschätzen.

Die Beobachtung des SdH-Effekts hat gegenüber Niedrigfeldmessungen den Vorteil, daß verschiedene Ladungsträgersorten mit  $n_s^i$  verschiedene Oszillationsperioden hervorbringen und daher leicht und unverwechselbar zu trennen sind.

Jedes Landauniveau hat eine durch Glg. 1.43 gegebene Zustandsdichte. Die Anzahl besetzter Zustände ist darum

$$\nu = \frac{n_s}{n_L} = \frac{\hbar n_s}{eB} = \frac{n_s}{2.4 \times 10^{10} B} \quad (1.44)$$

<sup>13</sup>  $B_{\text{total}} \cos \theta$ ;  $\theta$  sei der Neigungswinkel zwischen Flächennormale des 2DEG und dem Magnetfeld



Die Energie der Landauniveaus  $E_{nl}$  erhöht sich nach Glg. 1.42 linear mit dem Feld  $B$ . Dabei schneiden die  $E_{nl}$  nacheinander das Fermi-niveau, wobei es zur Entleerung der  $(l+1)$ -ten Landauniveaus kommen sollte, wenn das  $l$ -te Landauniveau erreicht wird. Jedes Mal, wenn solch ein Übergang zwischen zwei ganzzahligen Füllfaktoren  $\nu$  passiert, ist ein Band gänzlich gefüllt, wodurch die Leitfähigkeit gegen 0 geht. Daher ergibt ein Graph, der die Positionen der Leitfähigkeitsminima, die zu einer Ladungsträgersorte gehören, gegen die zugehörigen reziproken Feldstärken  $B^{-1}$  zeigt, eine Linie mit der Flächenkonzentration  $n_S$  als Anstieg. Alternativ kann man bei ausreichend vielen Oszillationen auch eine Fourieranalyse durchführen.

Das temperaturabhängige Amplituden-Verhältnis der SdH-Oszillationen kann zu Effektivmassenbestimmung oder Bestimmung des  $g$ -Faktors<sup>104, 107, 108, 109</sup> verwendet werden.

Die Entdeckung des Quanten-Hall-Effekt (QHE)<sup>110</sup> wurde mit dem Nobelpreis belohnt. Auf eine eigenartige Besonderheit stößt man, wenn man sich die die Querleitfähigkeit einer Probe mit ausgeprägtem SdH-Effekt betrachtet. Bei tiefen Temperaturen und einem gefüllten,  $l$ -ten Landauorbit erfolgt der Transport dissipationslos, da ein Streueignis freie Zustände oder die Streuung in ein  $(l+1)$ -tes Niveau erforderte. Die Querleitfähigkeit  $\sigma_{xy}$  nimmt in solchen Fällen den klassischen Wert für kollisionslosen Transport an ( $\sigma_{xx} = 0$ ):

$$\sigma_{xy} = l \frac{e^2}{h}. \quad (1.45)$$

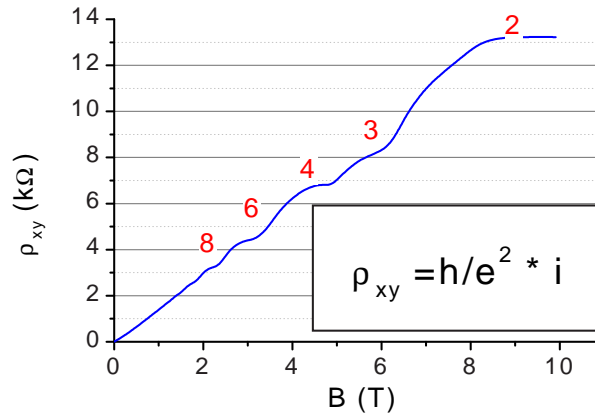


Abb. 1.30: Quanten-Hall-Effekt für InGaAs/InP MQW bei  $T=2.4$  K. Die Zahlen markieren die Füllfaktoren. Die  $y$ -Werte sind auf eine Periode des MQW normiert, um die gute Übereinstimmung mit den Werten der Formel 1.45 zu dokumentieren.

Unabhängig vom Material ergibt sich an dieser Stelle ein universeller Widerstandsstandard, der mit einer Genauigkeit von  $10^{-7}$  gemessen werden konnte. In Abb. 1.30 ist als Beispiel für den QHE die reziproke Querleitfähigkeit in einem InGaAs/InP MQW dargestellt. Die Niveaus mit geradzahigen Füllfaktor sind bis zum Landauorbit 10 gut zu erkennen. Ab  $i = 4$  beginnt die Spinaufspaltung an Bedeutung zu gewinnen.

Was aber passiert zwischen solchen Plateaus, deren Breite durchaus endlich ist? Die Tatsache, daß es keine abrupten Sprünge sind, die zwischen solchen Landauorbits vermitteln, erfordert die Einbeziehung der Existenz lokalisierter Zustände, in die die Ladungsträger bei quasi-elastischen Streueignissen gestreut werden können (wie schematisch in Abb. 1.31 gezeigt). Dann ergibt sich also die Möglichkeit, daß das veränderliche Ma-

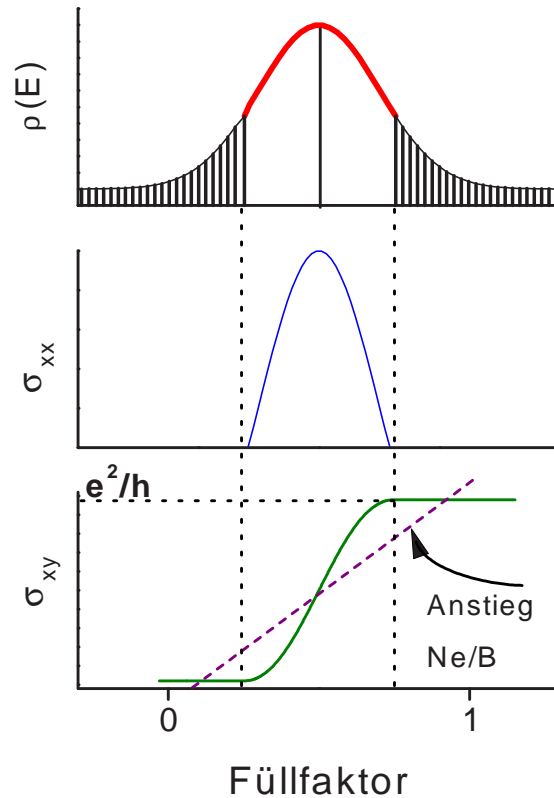


Abb. 1.31: Oben) Verbreitertes Landau-niveau mit lokalisierten Zustandsdichteausläufern (schraffiert). Mitte) Die Längsleitfähigkeit wird maximal beim Übergang zwischen zwei Landau-orbits. Unten) Die Querleitfähigkeit hat Plateaus für ganzzahlige Füllfaktoren.

gnetfeld delokalisierte (stromführende) Landau-orbits oder aber lokalisierte Zustände am Fermi-niveau vorüberstreichen läßt. Ein Paradoxon der besonderen Art ist aber, daß die Quanten-hall-niveaus immer genau ganze Vielfache von  $h/e^2$  sind, so als ob alle Elektronen in delokalisierten, leitenden Zuständen wären.

Es wurden verschiedene Theorien bemüht, den QHE zur Gänze zu erklären. Der „Trick“ zur Rettung des beschriebenen Modells besteht darin, daß einem Teil der leitfähigen Träger eine erhöhte Beweglichkeit zugeschrieben wird, um den Effekt der lokalisierten Träger zu kompensieren<sup>17)</sup>. Andere Theorien<sup>104)</sup> gehen von spontanen Konzentrationsinhomogenitäten oder der Leitung über Kantenzustände aus.

Unser SdH-Meßaufbau besteht, wie in Abb. 1.32 gezeigt, aus einem magneto-optischen Durchflußkryostaten *Spectromag 4000-7T* mit maximal  $\pm 7$  Tesla magnetischer Feldstärke  $B$ . Die minimal einstellbaren Magnetfeldänderungen betragen 0.1 mT. Die tiefsten Temperaturen sind durch die Temperatur des flüssigen Helium gegeben. Sie werden im feldfreien Fall mit einem RhFe-Widerstand und mit Feld über einen kapazitiven Sensor bestimmt. Die Temperaturstabilität beträgt rund 0.1 K. Gewöhnliche Änderungsraten für das Magnetfeld liegen bei 0.134 T/min. Typische Stromdichten  $j_z$  lagen zwischen 1-50 A/cm<sup>2</sup>.

Alternativ wurden auch Messungen bis 13 T und 1.6 K (W. Kraak, HUB) oder bis 14 T und 300 mK (K.J. Friedland, PDI Berlin) durchgeführt.

Eine kritische Größe, die einige Beachtung verdient, ist die Neigung der Probe zum

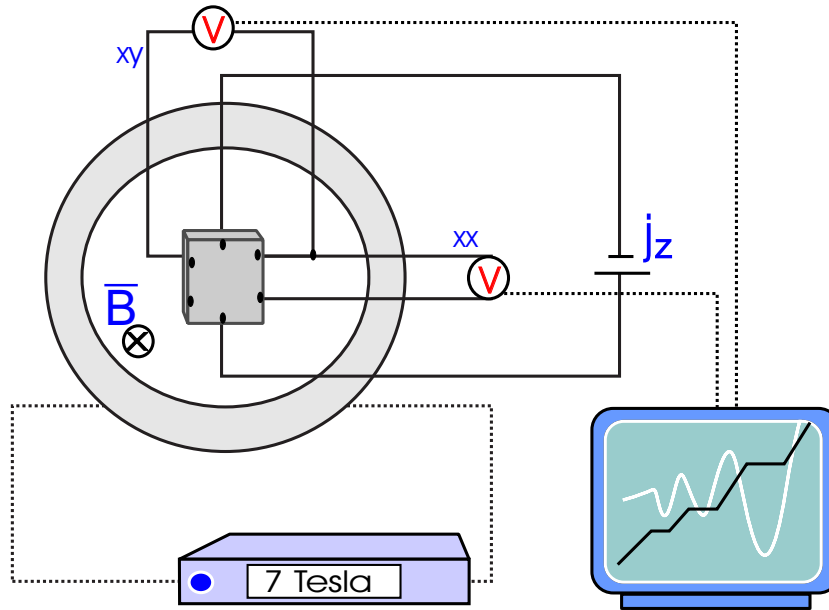


Abb. 1.32: Schematischer Aufbau des SdH-Meßplatzes, bestehend aus einer supraleitenden Spule mit der drehbar gelagerten Hallbalken-Probe. Die Temperaturmessung erfolgt mittels kapazitivem Sensor an der Probe.

Magnetfeld. Dieser Winkel ist im gegebenen Aufbau nicht besser als  $\pm 1^\circ$  zu kontrollieren. Wären die SdH-Messungen an unseren Proben mit einer stärkeren Feinstruktur versehen, so würde sich eine automatisierte Kalibrierung<sup>104)</sup> sicherlich empfehlen. Im gegebenen Fall von multiplen Strukturen jedoch liegt die Winkelunsicherheit in den Grenzen der Genauigkeit zur Bestimmung der Extremalpositionen der SdH-Oszillationen.

**CV-Messungen, Verarmungskapazitäten** Die im Kapitel 5 verwendeten Strukturen zur Messung von Kapazitäten und Kapazitätstransienten sind n-Schottkydioden, die durch Aufdampfen von Metallkontakten hergestellt wurden<sup>111, 112)</sup>. Ich möchte an dieser Stelle einige Grundzüge des Schottkymodells zusammenfassen.

Das Bandschema eines Metall-Halbleiterübergangs (engl.-, „metal-semiconductor“ (MS)) wird mit dem Vakuumniveau als Referenz konstruiert. Als Austrittsarbeit eines Metalls  $\Phi_m$  bzw. als Elektronenaffinität  $\chi_S$  eines Halbleiters sind die Energien definiert, die jeweils nötig sind, ein Elektron vom Fermi-niveau  $E_F$  des Metalls bzw. vom Leitband-niveau  $E_C$  zum Vakuumniveau anzuheben. Wegen des Unterschieds zwischen  $\Phi_m$  und  $\chi_S$  käme es bei gegenseitiger Annäherung von Metall und Halbleiter aus dem Unendlichen in der Grenzfläche zu einer Stufe zwischen den respektiven Fermi-niveaus. Dies ist allerdings für einen Gleichgewichtszustand verboten. Die Stufe wird wie in Abb. 1.33 ersichtlich durch eine Ladungsumverteilung abgebaut, die für eine Vermittlung des flachen Fermi-niveaus im neutralen Volumen des Halbleiters und dem Sprung des Potentials in der Grenzfläche sorgt. Es ergibt sich im statischen Zustand eine Schicht mit geeigneten Bandkanten, die von Ladungsträgern verarmt ist, die Verarmungsschicht. Zurück bleibt eine Schicht positiv geladener Atomrümpfe. Auch im Bereich des Metalls kommt es zu einer Bandverbiegung  $V_m$ , die durch die Abschirmlänge eines Felds in einem Metall begrenzt wird und i.a. viel geringer ist, als die im Halbleiter.

Die zugehörigen Größen sind in Abb. 1.33 für einen n-Halbleiter dargestellt. Die

Barrierehöhe am MS-Übergang ergibt sich aus

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s - eV_m. \quad (1.46)$$

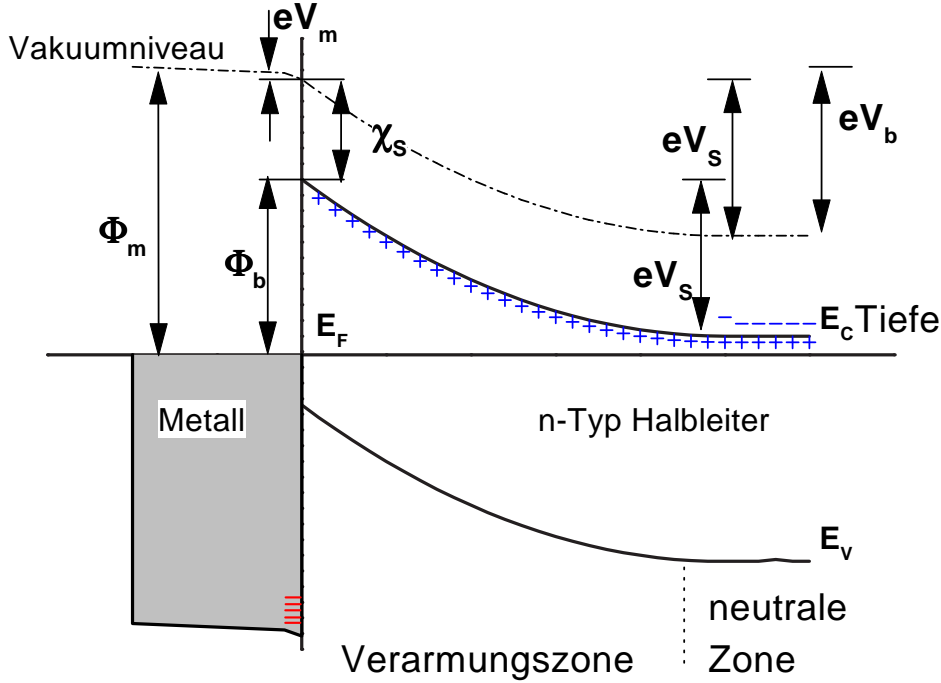


Abb. 1.33: Energiebanddiagramm einer Schottkydiode nach<sup>98)</sup>.

Das elektrostatische Potential  $\Phi$  ist nach Poisson gegeben durch

$$\frac{\delta}{\delta z} \varepsilon(z) \frac{\delta}{\delta z} \Phi(z) = -\frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} [N_d(z) - n(z)]. \quad (1.47)$$

Nach zweimaliger Integration und Einsetzen der Randbedingungen und den entsprechenden Vereinfachungen (die Bandverbiegungen  $V_m$  und der endlich breite Übergang zwischen Verarmungs- und neutraler Zone werden zunächst vernachlässigt) ergibt für uniform dotiertes n-Material eine Breite der Verarmungszone  $z_d$  als Funktion der angelegten Spannung  $V_a$

$$z_d = \left( \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d} (V_a + V_b) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.48)$$

Aus den Ladungsverteilungen in solch einer Randschicht ergibt sich beim Anlegen einer kleinen Spannung  $\Delta V$  eine Veränderung der Verarmungszone verbunden mit einer Veränderung der Ladung pro Fläche  $\Delta Q$ . Daraus definiert man die Kleinsignalkapazität

$$C = A \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta V} = A \frac{dQ}{dV}. \quad (1.49)$$

Nach einigen einfachen Umformungen und Näherungen ergibt sich in der Verarmungs-näherung mit  $V = V_a + V_b$

$$C = A \left( \frac{\varepsilon\varepsilon_0 e N_d}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left( V - \frac{kT}{e} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (1.50)$$

Darum kann man aus einem Graphen  $C^{-2}$  gegen die Sperrspannung  $V_a$  die Dotierkonzentration  $N_d$  und die eingebaute Spannung  $V_b$  bestimmen.

Kombiniert man die Gleichungen 1.48 und 1.50 so erhält man die Gleichung für einen Plattenkondensator der Fläche  $A$  und dem Plattenabstand  $z_d$

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 A}{z_d}, \quad (1.51)$$

sollte aber beachten, daß dieses Ergebnis unter Vernachlässigung des Ladungsträgerdichteaustauschläufers (wegen  $V \gg kT/e$ ) zustande kommt.

**Kapazitätstransientenmessungen** Wenn tiefe Störstellen<sup>14</sup> in einer ausreichenden Anzahl in einem Material vorhanden sind, so können diese in einem bestimmten Temperaturbereich die Position des Fermi-niveaus mitbestimmen. In diesem Fall sind sie auch experimentell nachweisbar. Die verwendeten Techniken basieren auf Transienteneigenschaften beim Einfang und der Emission von Ladungsträgern. Eine wichtige Methode ist die Kapazitätstransientenspektroskopie, wie sie 1974 von Lang<sup>113, 114)</sup> entwickelt wurde. In diesem Abschnitt sollen einige wichtige Züge der DLTS (engl.–, „Deep Level Transient Spectroscopy“) skizziert werden.

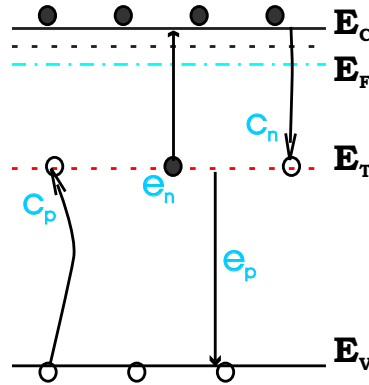


Abb. 1.34: Energiebandschema mit Einfang (c) und Emission (e) für Elektronen und Löcher bezüglich einer tiefen Störstelle der Energie  $E_T$ . C, F, T und V stehen für Leitband, Fermi-niveau, tiefe Störstelle und Valenzband.

Wie in Abb. 1.34 für einen n-Halbleiter mit tiefen Störstellen einer Energie  $E_T$  dargestellt, bestimmen vier wesentliche Prozesse das dynamische Verhalten: der Einfang (engl.–, „capture“ (c)) und das Freiwerden (engl.–, „emission“ (e)) von Elektronen (n) bzw. Löchern (p). Die Änderung der Besetzung (im Shockley-Reed-Hall-Modell (SRH)) ergibt sich danach aus

$$\frac{dn_t}{dt} = (c_n + e_p)(N_t - n_t) - (e_n + c_p)n_t \quad (1.52)$$

für  $n_t$  besetzte Störstellen aus insgesamt  $N_t$  Störstellen. Im thermischen Gleichgewicht gilt  $\frac{dn_t}{dt} = 0$ . Außerdem gilt das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts, d.h. daß die Umbesetzung zwischen jedem einzelnen Band und dem Niveau  $E_T$  ausgewogen sein muß.

<sup>14</sup>Tiefe Störstellen sind Zustände in der verbotenen Zone mit einer Energie  $E_T > 0.05$  eV. Sie sind stark lokalisiert und können unterschiedlichen Ursprung haben, z.B. Fremdatome, Kristallbaufehler u.a.m. . Sie können als Einfang- (engl.–, „traps“) und Rekombinationszentren Einfluß auf die Ladungsträgerlebensdauer haben.

Im Einzelnen gilt

$$e_n n_t = c_n (N_t - n_t) \text{ und } e_p (N_t - n_t) = c_p n_t. \quad (1.53)$$

Darum gilt für die Besetzung der elektronischen Haftstelle, daß sie aus dem Verhältnis der Einfangrate zur Summe aus Einfang- und Emissionsrate bestimmt wird

$$\frac{n_t}{N_t} = \frac{c_n}{c_n + e_n}. \quad (1.54)$$

Die Besetzung gehorcht immer auch der Fermi-Dirac Verteilung, d.h.

$$\frac{n_t}{N_t} = \left\{ 1 + \frac{g_0}{g_1} \exp \left( \frac{E_t - E_F}{kT} \right) \right\}^{-1}. \quad (1.55)$$

Bringt man die Glgn. 1.54 und 1.55 zusammen, so erhält man als Emissionsrate für Elektronen

$$e_n = c_n \frac{g_0}{g_1} \exp \left( \frac{E_F - E_t}{kT} \right). \quad (1.56)$$

Hier kommen die Entartungsfaktoren  $g_0$  und  $g_1$  hinzu, die die Entartung der tiefen Störstelle ohne und mit Elektron beschreiben. Die Einfangrate  $c_n$  ist abhängig von der Anzahl der zur Verfügung stehenden Elektronen  $n$ , ihrer thermischen Geschwindigkeit  $\langle v \rangle$  und einem geometrischen Faktor, der die Übergangswahrscheinlichkeit aus den nicht-lokalisierten Bandzuständen in die lokalisierten, tiefen Niveaus beschreibt, dem Einfangquerschnitt  $\sigma$

$$c_n = \sigma_n \langle v_n \rangle n. \quad (1.57)$$

Gewöhnlich werden zur Ermittlung der Temperaturabhängigkeit  $e_n(T)$  noch zwei Annahmen gemacht. Die thermische Geschwindigkeit von Elektronen sei die von freien Elektronen

$$\langle v_n \rangle = \left( \frac{3kT}{m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.58)$$

und die Anzahl der Elektronen im Leitband sei über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung geregelt und mit einer effektiven Zustandsdichte an der Leitbandkante  $N_C$

$$n = 2M_C \left( \frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( -\frac{E_C - E_F}{kT} \right) = N_C \exp \left( -\frac{E_C - E_F}{kT} \right) \quad (1.59)$$

beschrieben. Die Größe  $M_C$  ist die Anzahl der Leitbandminima. Jetzt sei noch der Einfangquerschnitt als temperaturabhängige Größe geschrieben

$$\sigma(T) = \sigma_\infty \exp \left( -\frac{\Delta E_\sigma}{kT} \right) \quad (1.60)$$

Dann ist mit den Glgn. 1.56 bis 1.60 die Emissionsrate  $e_n$  mit den Abkürzungen  $\gamma = N_C \langle v_n \rangle / T^2$  und  $\sigma_{na} = \frac{g_0}{g_1} \sigma_\infty$

$$e_n(T) = \gamma T^2 \sigma_{na} \exp \left( -\frac{E_{na}}{kT} \right). \quad (1.61)$$

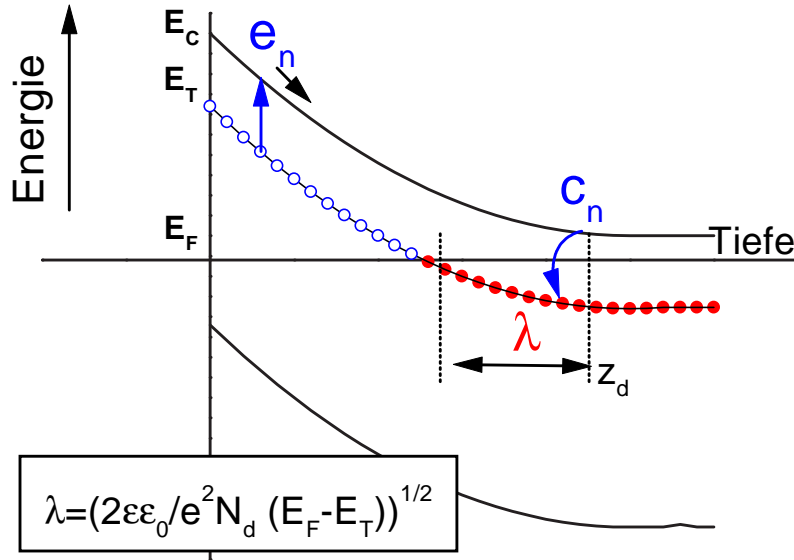


Abb. 1.35: Energiebanddiagramm einer homogen dotierten Schottkydiode mit tiefen Störstellen der Energie  $E_t$ . Die Tiefe der Verarmungszone ist durch  $z_d$  gegeben. Die Übergangsregion  $\lambda$  ist gekennzeichnet, in der zwar die freien Träger, nicht aber die lokalisierten Elektronen von den Störstellen verarmt sind.

Mit diesem Ergebnis gehen wir jetzt wieder in die Zeitabhängigkeit der Störstellenbesetzung. Schaltet man zu einer Zeit  $t=0$  eine Sperrspannung an einer Diode wie in Abb. 1.35 ein, so ergeben sich für eine homogene Störstellenverteilung  $N_T(z) = N_T$  an einer beliebigen Stelle im Verarmungsgebiet Konzentrationstransienten  $n(t,z)$ . Aus der allgemeinen Ratengleichung 1.52 gewinnt man unter der Annahme, daß die freien Elektronen überwiegen ( $n \gg p, N_T$ ), die Transientengleichung für den Emissionsprozeß einer Störstelle

$$n_t(t) = N_t \{1 - \exp(-e_n t)\}. \quad (1.62)$$

Wie in<sup>98)</sup> gezeigt wird, gilt unter bestimmten Bedingungen eine ähnliche Beziehung wie für die Besetzungszahlen auch für die Verarmungskapazität  $\Delta C(t)$ , die durch Glg. 1.50 gegeben war. Die Konzentration flacher Donatoren darin muß ersetzt werden durch  $N_d \rightarrow N_d + N_t - n(t)$ .

$$\Delta C(t) = -\Delta C_0 \exp(-e_n t) \quad (1.63)$$

Für homogene Dotierungen kann man die Konzentration tiefer Störstellen mit

$$\frac{\Delta C_0}{C} = \frac{1}{2} \frac{N_t}{N_d} \quad (N_T \ll N_d; \lambda \ll z_d) \quad (1.64)$$

abschätzen, wobei die von der Tiefe der Störstelle abhängige Breite der Übergangszone  $\lambda$  in Abb. 1.35 erklärt wird.  $\lambda$  markiert den Halbbesetzungspunkt der Störstelle mit  $E_T$ .

In einem DLTS-Experiment mißt man die Kapazitätstransienten (Glg. 1.63) als Funktion der Temperatur. Die Transiente wird über ein spezielles mathematisches Verfahren auf die charakteristische Zeit  $\tau = e_n^{-1}$  hin ausgewertet (Boxcar, Lock-In oder FFT). Ein Versuchsschema findet sich in Abb. 1.36.

Die Entstehung des DLT-Signals läßt sich leicht anhand Abb. 1.37 erläutern. Die Kapazitätstransienten sind dort für drei unterschiedliche Temperaturen dargestellt. Mit



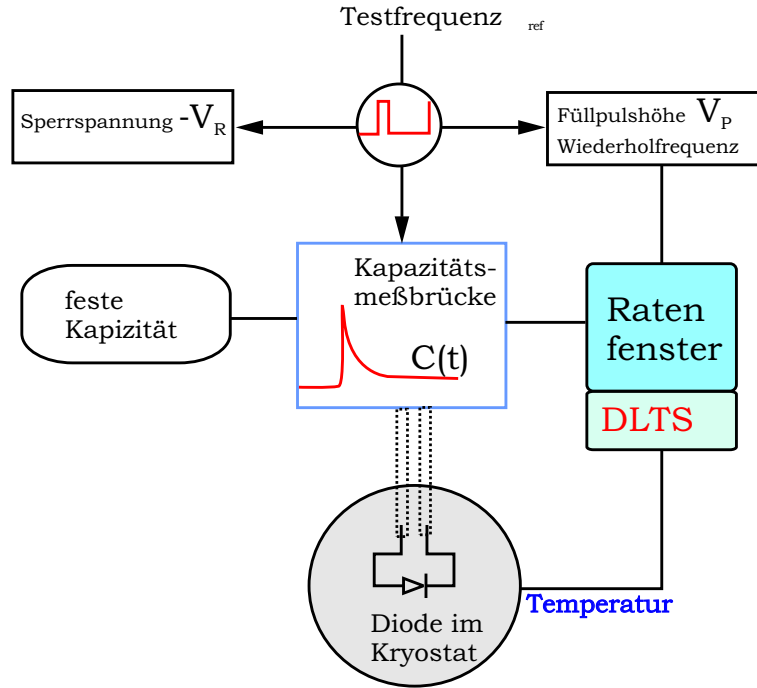


Abb. 1.36: Schematischer Aufbau eines DLTS-Versuchs.

wachsender Temperatur wird die Emissionszeitkonstante  $\tau$  kleiner werden. Bei einem vorgegebenen Ratenfenster  $t_2 - t_1$  (Bewertungsfunktion) gibt es eine Temperatur wo das DLT-Signal

$$S \propto \Delta C_0 \{ \exp(t_1/\tau) - \exp(t_2/\tau) \} \quad (1.65)$$

maximal wird. Für Temperaturen bei denen  $\tau \ll t_1$  oder  $\tau \gg t_2$  ist, ist  $S \approx 0$ .

Die Modulationsfrequenz  $\omega_{ref}$  beträgt bei unserem Aufbau 5 MHz, die Amplitude der Hochfrequenz ist im Unterschied zu den meisten kommerziellen Geräten frei wählbar. Hinter dem Block „Ratenfenster“ in der Abb. 1.36 verbirgt sich in unserem Aufbau ein Lock-In Gerät mit zwei verschiedenen Bewertungsfunktionen (für hohe Empfindlich-

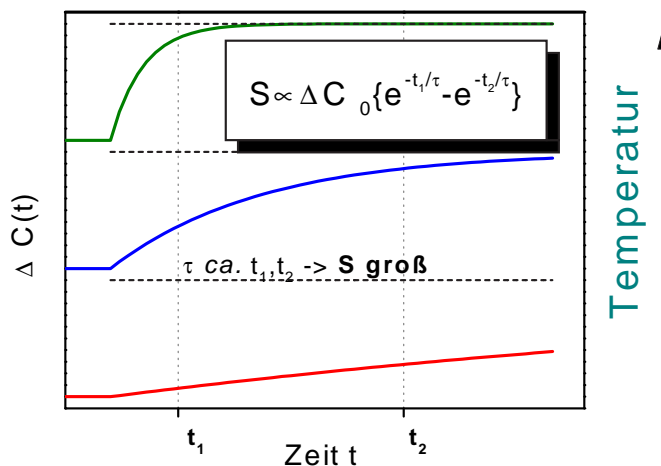


Abb. 1.37: Entstehung des DLT-Signals  $S$  aus der Bewertung der Transienten zu zwei festen Zeiten  $t_1, t_2$ .

keit (HS) und hohe Auflösung (HR)). Die Meßbrücke ist von der Firma Boomton. Der Kryostat erlaubt Temperaturen im Bereich von 70 bis 400 K. Die Dauer der Füllpulse ist variierbar zwischen einigen 10 ns und 0.01 s. Sie ist von der Wiederholfrequenz  $\omega$  begrenzt, die 100 Hz beträgt.

## **1.5 Schlußbemerkungen**

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Grundlagen des epitaktischen Wachstums von III-V-Mischhalbleitern, die besonderen elektronischen Eigenschaften von halbleiterbasierenden Quantenstrukturen und insbesondere die von selbstorganisierten Quantenpunkten behandelt. Nachdem so der technologische und wissenschaftliche Fokus der vorliegenden Arbeit gezeichnet war, wurden im Abschnitt 1.4 die Methoden der experimentellen Untersuchung unter dem besonderen Blickwinkel der Anwendbarkeit auf Nanostrukturen beschrieben. Die folgenden Kapitel kombinieren jeweils mehrere dieser Methoden bei der Korrelation struktureller und elektronischer Eigenschaften von niederdimensionalen Nanostrukturen aus III-V-Mischhalbleitern.

# Kapitel 2

## Quantenpunkte ohne Bedeckung

### 2.1 Vorbemerkungen

In diesem Abschnitt wird auf die Bildung der InAs Quantenpunkte auf GaAs beim Wachstum mit GSMBE eingegangen sowie auf die Phase des unmittelbaren ersten Überwachens.

Für die strukturelle Untersuchung von Quantenpunkten (QD) erwiesen sich solche bildgebenden Meßtechniken wie AFM, aber auch STM oder TEM, als besonders geeignet, erstere v.a. bei unbedeckten Quantenpunkten. Einleitende Bemerkungen zu diesen Methoden finden sich bereits im Abschnitt 1.4.2.

Die Abbildung der Morphologie von Quantenpunkten mittels der Atomkraftwirkung einer über die Oberfläche gezogenen Spitze ist ein besonders einfaches und relativ robustes Meßmittel zur Strukturaufklärung. Mittels rechentechnischer Bildauswertung ist es sehr schnell möglich, statistisch abgesicherte Aussagen über laterale und vertikale Ausdehnung, Größenverteilung, Dichte und Form der Quantenpunkte zu erhalten. Eine wesentliche Einschränkung des AFM liegt aber darin, daß die untersuchten Objekte unbedeckt sein müssen. Ein häufig Anwendung findender Kompromiß besteht darin, daß parallel zu den optisch interessanten Strukturen mit bedeckten Quantenpunkten identische Proben gezüchtet werden, deren Wachstum an der Dotschicht unterbrochen wird. Das kann während des MBE-Prozesses sogar simultan geschehen, wenn in der Wachstumskammer mechanische Blenden vorhanden sind, die einen Teil des Substrats abdecken<sup>45)</sup>.

Es hat sich allerdings gezeigt, daß die unmittelbare Gleichsetzung unbedeckter und bedeckter Quantenpunkte nicht gerechtfertigt ist. Im Zuge des Überwachens z.B. von binären InAs-QD mit einem anderen gitterfehlangepaßten Material, wie GaAs, kommt es zu erheblichen Formveränderungen und chemischen Durchmischungserscheinungen (siehe Abschnitt 1.3).

Die genaue, atomistische Untersuchung des Stranski-Krastanow-Wachstumsmechanismus (dazu siehe Bauer<sup>25)</sup>; aber auch in Abschnitt 2.2) ist nicht Gegenstand dieser Arbeit. Jedoch hat die Phase des Überwachens eine Schlüsselrolle auch für den Elektronentransport. Wichtige Stichworte sind In-Segregation, Einbau von Punktdefekten und Versetzungen in die dem InAs nachfolgenden Schichten, kohärentes oder relaxiertes Wachstum.

Ein zentraler Punkt dieses Kapitels ist die korrelierte Untersuchung von Struktur und elektronischer Konfiguration der GaAs-OF im Verlauf des Überwachens mit Quantenpunkten. Erstmals wird für unbedeckte InAs-QD eine Aufhebung des Fermiviveaupinnings der GaAs-(100)-Oberfläche zugunsten einer 250 meV tieferen Position des Pinnings

beobachtet<sup>115)</sup>.

Im folgenden Abschnitt soll die Untersuchung des verspannungsinduzierten Inselwachstums mittels RHEED beschrieben werden (2.2), gefolgt von einer Systematisierung der unbedeckten Quantenpunkte entsprechend ihrer Wachstumsparameter (2.3). Dann wird auf den Vorgang des Überwachsens eingegangen (2.4.2) und es wird gezeigt, wie die elektronischen Eigenschaften der Oberfläche als Sensor für den strukturellen Zustand derselben herangezogen werden können (2.4.3).

Das wichtigste Ergebnis dieser Untersuchung ist der Nachweis quantenpunktinduzierter Oberflächenzustände, die in Wettbewerb mit den intrinsischen GaAs-Oberflächenzuständen treten. Durch sie wird das Ferminiveau des GaAs **tiefer** in die Bandlücke gepinnt und zwar um 250 meV. Dieses Verhalten ist in bemerkenswertem Kontrast dazu, was beim zweidimensionalen Wachstum von InAs auf GaAs beobachtet wird<sup>116)</sup>. Letzteres wurde dazu verwendet, die Ohmsche Kontaktierung von GaAs zu verbessern. Es wird gezeigt, daß das modifizierte Ferminiveaupinning allein auf die Präsenz der Quantenpunkte zurückzuführen ist.

## 2.2 RHEED im Verlaufe des Inselwachstums

In diesem Abschnitt sollen die interessanten Fakten zur *in-situ* Beurteilung des InAs Wachstums auf GaAs zusammengetragen werden. Ich beschränke mich dabei auf die GaAs-(100)-Oberfläche. Diese weist während des homoepitaktischen Wachstums meist eine  $2 \times 4$  Rekonstruktion<sup>1</sup> auf<sup>117, 118, 4)</sup>. Die Erhaltung dieser Rekonstruktion im Wachstum erfordert für den Einbau von den auf der GaAs-(100)-Oberfläche eintreffenden Atome einen relativ komplizierten Mechanismus, der alle zur Bildung einer  $2 \times 4$  großen Elementarzelle nötigen Atome einschließt. Die zeitliche Veränderung der Intensität des RHEED-Musters wird in Echtzeit mittels RHEED-Oszillationen nachgewiesen und illustriert das sogenannte Lagenwachstum sehr anschaulich. Abscheidungsraten können auf diesem Wege bestimmt werden, da die Periode der RHEED-Oszillationen der Herausbildung einer Monolage entspricht. Auch aus ihrer Phase und Dämpfung können bei weiterentwickelten Meßapparaturen qualitative Informationen über die Schichtabscheidung gewonnen werden.

Läßt man auf eine GaAs-(100)-Oberfläche eine Schicht mit einer Gitterfehlانpassung von mehr als 2 %<sup>10)</sup> aufwachsen, so verändert sich der Wachstumsmechanismus binnen weniger Monolagen (ML) von einem Stufenwachstum zum Inselwachstum. Dieser Übergang hat zwei Implikationen für das RHEED Muster. Aus den Strichen werden zuerst Striche mit variierender Helligkeit und dann Punkte, Abbildungen des Oberflächengitters im reziproken Raum. Der Abstand der Striche ändert sich, wenn die Inseln zu relaxieren beginnen. Dies kann in eine Änderung der Gitterkonstante umgerechnet werden. Die periodischen Intensitätsschwankungen des Elektronenstrahls auf dem RHEED-Schirm werden beim 3-D Wachstum stark gedämpft.

Es wurde herausgefunden, daß unter bestimmten Wachstumsbedingungen die Inselbildung unterdrückt werden kann<sup>10, 5)</sup>. Bei tiefen Wachstumstemperaturen ( $< 400^\circ \text{C}$ )

<sup>1</sup>Rekonstruktion wird die Umordnung der Oberflächenatome zur Absättigung ihrer aufgebrochenen, freien Bindungen („dangling bonds“) genannt. Die entstehende Elementarmasche umfaßt mehrere Elementarzellen des Volumengittertyps (im Falle der  $2 \times 4$ -Rekonstruktion ist sie  $2 \times 4$  Zellen groß), was eine Erniedrigung der Symmetrie an der Oberfläche bedeutet. Die lateralen Gitterkonstanten der  $2 \times 4$  Einheitszelle lassen sich bei Kenntnis der Dimensionen der Wachstumskammer aus den Abständen der reziproken Gitterstäbe der gebeugten Elektronen auf dem Fluoreszenzschirm bestimmen.

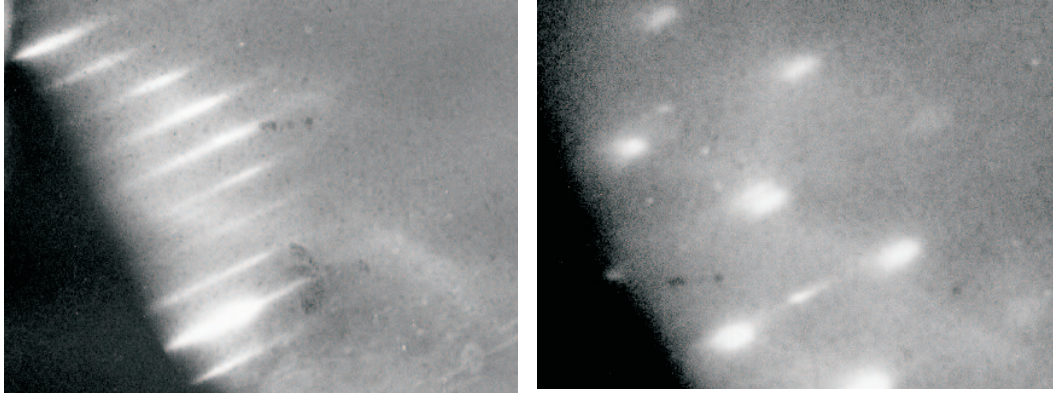


Abb. 2.1: Fotografien des RHEED Musters bei 2-dimensionalem und 3-dimensionalem GS-MBE-Wachstum von InAs auf einer GaAs-(100)-Oberfläche.

und/oder In-reichen Bedingungen wurde sowohl durch die Beibehaltung eines 2-D  $2 \times 4$  RHEED Musters als auch durch Querschnitts-TEM Untersuchungen eine kinetisch kontrollierte Beibehaltung eines 2-D pseudomorphen Wachstumsmodus nachgewiesen. Die Ursache hierfür liegt bei gegebener Verspannung im unterschiedlichen Diffusionsverhalten der Atome auf der Oberfläche. Die zur Inselbildung notwendige kritische Schichtdicke ist reziprok proportional zur temperaturabhängigen Diffusionslänge. Das bedeutet, daß die 2-D-Benetzungsschicht bei tiefen Temperaturen größere Dicken annehmen kann.

In Abb. 2.1 sind typische RHEED Muster vor (links) und nach (rechts) der Inselbildung abgebildet. Das 2-D Muster stellt die  $\beta$ -artige  $2 \times 4$ -Rekonstruktion<sup>4)</sup> entlang eines  $[\bar{1}10]$ -Azimuths dar, vierfache Periodizität mit nahezu gleichen Intensitäten. Bei dem RHEED-Muster des 3-D-Wachstums wird dagegen nur jeder zweite reziproke Gittervektor betont. Während die Transformation der Morphologie beim Inselwachstum für hohe Wachstumstemperaturen (näher am thermischen Gleichgewicht) sehr abrupt und mit hoher Reproduzierbarkeit zu beobachten war, wurden bei niedrigen Wachstumstemperaturen weiche Übergänge beobachtet. Wachstumsunterbrechungen haben in dem Fall einen Einfluß auf die Dynamik des Übergangs.

## 2.3 Der Einfluß der Wachstumstemperatur auf das Inselwachstum

Wie bereits in 2.2 angedeutet, ist die Ausbildung von Inseln durch gitterfehlangepaßtes Wachstum eine Funktion der Wachstumstemperatur  $T_S^{\text{InAs}}$ . Dies soll anhand von AFM Messungen an einer Serie von GaAs/InAs Heterostrukturen gezeigt werden.

Es wurden bei konstanten Bedeckungen (gleiche totale Öffnungszeiten für den In-Shutter bei konstanter In-Quellentemperatur) Proben mit unterschiedlichen Substrattemperaturen gewachsen. Diese Substrattemperaturen<sup>2</sup> wurden ausgehend von der Substrattemperatur des GaAs-Wachstums durch unterschiedlich lange Abkühlphasen erreicht. Zur Verbesserung der Wanderungsbewegungen der auf der Oberfläche adsorbierten Atome

<sup>2</sup>Gemessen mit einem Thermoelement in unmittelbarer Nähe des Substrats; stimmt im GG bis auf 10 K mit Pyrometertemperatur überein.

wurde für niedrige Wachstumstemperaturen das Wachstum mehrfach durch Pausen unterbrochen. Als Zeitpunkte für diese Unterbrechungen wurden halbe und ganze Monolagenbedeckungen gewählt. Nach beendeter Abscheidung wurden die Proben schnellstmöglich abgekühlt. Angepaßt zu den  $T_S^{\text{InAs}}$  wurde auch das GaAs bei diesen Proben mit gegenüber dem normalen  $T_S^{\text{GaAs}} = 550^\circ\text{C}$  veränderten Temperaturen gewachsen.

In den Abbn. 2.2 und 2.3 sind die Ergebnisse der Analyse der AFM-Untersuchungen dargestellt. In Abb. 2.2 kommt der wichtigste Mechanismus zum Ausdruck. Die drei gezeigten Häufigkeitsverteilungen ( $T_S = 420/500/600^\circ\text{C}$ ) zeigen einen Anstieg der mittleren Größe der Quantenpunkte mit der Temperatur  $T_S^{\text{InAs}}$ . Der Abfall in der Häufigkeit bei konstanter Deposition kann für die bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ$  gegenüber denen bei  $420^\circ\text{C}$  gewachsenen Proben noch mit dem veränderten Volumen pro Dot erklärt werden, nicht aber für die bei  $600^\circ\text{C}$  gewachsene. Hier handelt es sich um Segregation, d.h. der Haftkoeffizient der ein-treffenden In-Atome fällt deutlich unter 1 und die effektive Bedeckung wird nicht mehr allein durch die Depositionszeit kontrolliert. Das In setzt sich auf der Wachstumsfront ab und wirkt nur mehr als Vermittler für die Oberflächenspannung<sup>50, 51</sup>).

Ein weiteres interessantes Merkmal ist das Auftreten eines zweiten Maximums in der Häufigkeitsverteilung für die bei sehr niedrigen Temperaturen gewachsenen Proben. Außerdem gibt es (in der Verteilung nicht zu sehen) wegen der relativ hohen Bedeckung mit InAs einige „Superdots“ die wahrscheinlich aus der Neigung der Quantenpunkte zum „Clustern“ herrühren. Multimodales Inselwachstum wird u.a. in Kapitel 6 diskutiert.

In Abb. 2.3 sind die Höhen-Basislängen-Relationen der drei Probenserien verglichen. Zusätzlich sind die Anstellwinkel der  $\{111\}$  ( $54.7^\circ$ ) und  $\{211\}$ -Facetten ( $35.3^\circ$ ) sowie die in Ref.<sup>15</sup>) berechneten QD-Höhen (große gefüllte Quader) gegeben. Wie man beobachtet, gehorchen das Gros der Quantenpunkte einer Abhängigkeit, die einem Anstellwinkel von  $35^\circ$  entspricht. Die auftretenden Abweichungen der Höhen-Basislängen-Relation für die bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  entstandenen, größeren Punkte sprechen für eine andere Grundform dieser Quantenpunkte im Vergleich zu den anderen. Die lateralen Ausdehnungen sind entsprechend Abschnitt 1.4.2 mit einiger Unsicherheit bezüglich der Abbildung der AFM-Spitze behaftet.

Die Tendenzen, die aus diesen Untersuchungen abzuleiten sind, sind

- Eine Erhöhung von  $T_S$  führt zu größeren Dots.
- Eine Erhöhung von  $T_S$  führt zu atomar glatter Morphologie der Benetzungsschicht.
- Eine Erhöhung von  $T_S$  über eine kritische Temperatur ( $550 < T_C < 600^\circ\text{C}$ ) führt zu Haftkoeffizienten für Indium kleiner 1.
- niedrige  $T_S$  bewirken eine verwaschene Facettierung der Quantenpunkte; die Benetzungsschicht und flache Punkte sind kaum unterscheidbar.

Eine inhaltliche Ergänzung findet dieser Abschnitt in Kapitel 3, wenn ähnliche Auswertungen zu überwachsenen QD präsentiert werden.

## 2.4 Die Modifikation des Ferminiveaupinning von GaAs durch InAs-Quantenpunkte

Die Oberfläche von GaAs verändert sich beim Überwachsen mit InAs in vielfältiger Weise: es bildet sich eine verspannte, zweidimensionale Epitaxieschicht aus einem anderen

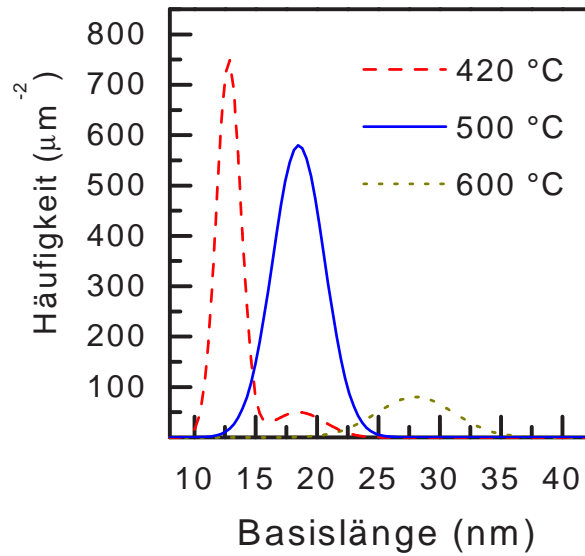


Abb. 2.2: Häufigkeitsverteilungen für unbedeckte InAs-Quantenpunkte auf GaAs bei unterschiedlichen Temperaturen  $T_S$  gewachsen.

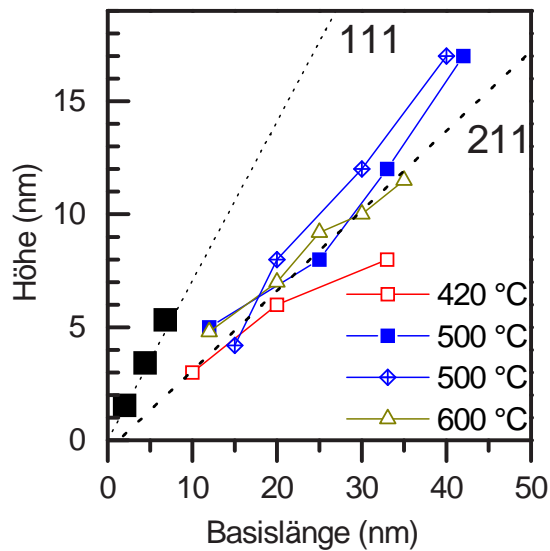


Abb. 2.3: Höhe gegen Basislänge für unbedeckte InAs-Quantenpunkte auf GaAs bei unterschiedlichen Temperaturen  $T_G$  gewachsen. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Anstiegswinkel einer  $\{111\}$ -Facette, die gepunktete Linie den einer  $\{211\}$ -Facette, die gefüllten Quadrate entsprechen den von Saito<sup>15)</sup> berechneten Höhen kleiner Quantenpunkte.



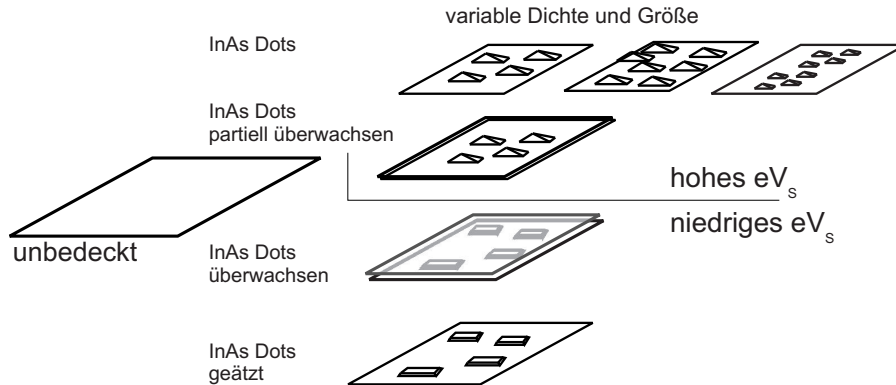


Abb. 2.4: Von einer unbedeckten GaAs-(100)-Oberfläche ausgehend finden wir ein deutlich verschobenes Pinning des Fermi-niveaus  $eV_s$  bei einer Bedeckung mit InAs-Dots unterschiedlicher Dichten und Größen. Dieser Prozeß ist reversibel bei Überwachsen bzw. selektivem Wegätzen der Dots.

Material, lokal unterschiedliche Spannungsfelder tauchen auf und es gibt neue kristallografische Richtungen auf einer bis dahin homogenen Oberfläche. Ob sich aus diesem Inselwachstum tatsächlich Facetten, d.h. ausgedehnte Kristallbereiche mit gleicher Orientierung bilden, mag von der konkreten thermodynamischen Situation beim Wachstum abhängen (siehe z.B. Abschnitt 2.3).

Wir zeigen aufbauend auf theoretischen Arbeiten zur Facettierung an QD's<sup>15, 119</sup>, wie das Inselwachstum die elektronischen Eigenschaften einer GaAs-(100)-Oberfläche verändert. Dazu kombinieren wir die Ergebnisse von Photoreflexions- (PR) und AFM-Messungen an nicht, partiell oder vollständig überwachsenen Dotproben. Durch die Möglichkeit eines „Freeze-In“ durch das Überwachsen erreichen wir ein hohes Maß an Kontrolle über die strukturellen Eigenschaften der Quantenpunkte und können bis zu einem gewissen Grade auch ein Modell des Überwachsens unterstützen.

Wie oben angedeutet ist die zentrale These, daß Quantenpunkte auf einer GaAs-(100)-Oberfläche ein verändertes Fermi-niveaupinning zur Folge haben. Die zu Gebote stehenden experimentellen Mittel zur Stützung der These, daß auf den Facetten der Quantenpunkte Oberflächenzustände in ausreichend großer Zahl alternativ zu den energetisch höherliegenden GaAs-Zuständen vorhanden sind, ist der Vergleich von Oberflächen mit variabler Dotbedeckung und mit unterschiedlicher Facettierung (entstanden durch unterschiedliche Wachstumsbedingungen oder selektives Ätzen). Ein Schema der verschiedenen Proben und Präparationen ist in Abb. 2.4 gegeben. Alle Proben mit facettierten Dots haben hohe Oberflächenpotentialbarrieren  $eV_s$ , während alle Proben, auf denen die Dotfacetten fehlen, sich durch eine niedrigere Schottkybarrierenhöhe auszeichnen, gleichgültig, ob die Dots nie präsent waren oder durch Wegätzen bzw. Überwachsen wieder beseitigt wurden.

Die mit PR (siehe S. 34) an  $UN^+$ -Strukturen gemessenen Größen sind die Randflächenfeldstärke  $F_s$  und die scheinbare Gapenergie  $E_G$ . Wir finden einen klaren

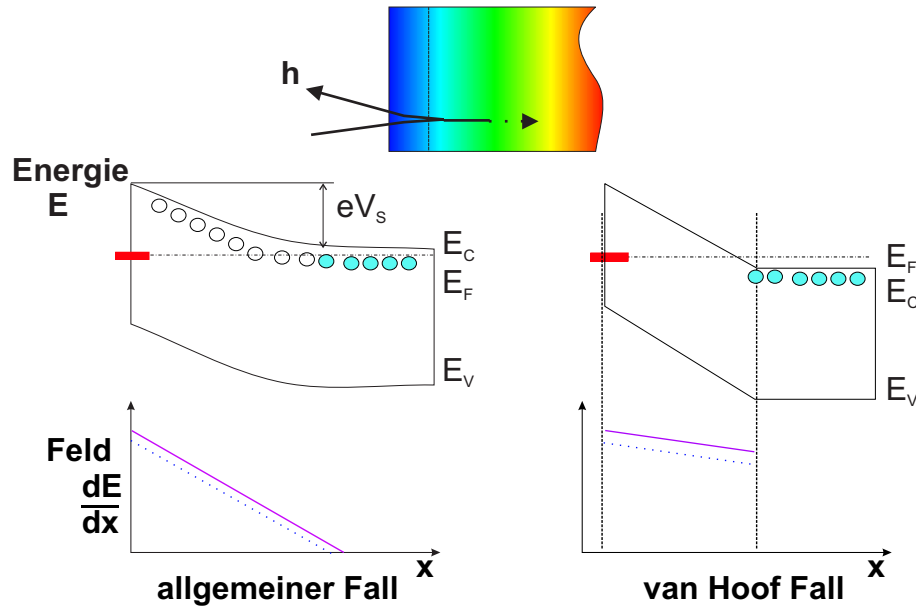


Abb. 2.5: Potential- und Feldverlauf an einer Halbleiteroberfläche mit Fermi-Niveaupinning im allgemeinen Fall (links) und im speziellen Fall der hier benutzten van-Hoof-Strukturen (rechts).

Zusammenhang zwischen dem Vorhandensein von polaren Facetten (hoher Quotient von vertikaler zu lateraler Dorausdehnung) und  $F_S$ . Aus  $F_S$  kann in den vorliegenden Strukturen bei Kenntnis der Dicke der undotierten Schicht das Oberflächenpotential  $eV_S$  ermittelt werden.

Für bedeckte sowie für stark zurückgeätzte Dots finden wir Werte für  $eV_S$ , wie sie uns für die GaAs-(100)-Oberfläche bekannt sind. Für unbedeckte bzw. partiell überwachsene Quantenpunkte ist das Fermi-Niveaupinning um einen konstanten(!) Wert verschoben. Dabei ist weder die Größe der Quantenpunkte, noch der Bedeckungsgrad der Oberfläche von Bedeutung, wenn dieser nur über 10 % liegt. Die gefundenen Fakten in ihrer Gesamtheit sprechen für eine energetisch eng begrenzte Verteilung der durch die Facetten der Quantenpunkte eingebrachten Oberflächenzustände und für eine Beteiligung polarer Facetten an der gleichgewichtsnahen Quantenpunktform nicht überwachsener Quantenpunkte.

Ferner wird die Phasenabhängigkeit der unterschiedlichen Bestandteile des PR-Signals zur Ermittlung charakteristischer Zeiten der Modulation des Absorptionskoeffizienten im InAs bzw. GaAs benutzt.

### 2.4.1 Probendesign

Die untersuchten Strukturen waren dazu ausgelegt, ein elektrisches Feld mit hoher Uniformität über die untersuchte Randschicht zu haben. Diese resultieren in leicht interpretierbaren PR-Spektrenformen<sup>120)</sup>. In Abb. 2.5 ist im oberen Bildteil schematisch gezeigt, daß die Reflexion i.a. eine Funktion der Photonenenergie  $h\nu$  ist und darum entsprechend des Absorptionsverhaltens einer Halbleiter-Probe aus sehr verschiedenen Probentiefen stammend betrachtet werden muß. Im allgemeinen Fall einer Probe mit Verarmungsrandschicht gibt es einen linearen Feldgradienten ins Probeninnere und das Spektrum wird sich darum sehr inhomogen zusammensetzen. Zwängt man das Feld zwischen zwei Elektroden, wie im rechten Bildteil von 2.5, so ergibt sich ein wenig gedämpftes PR-Spektrum

und man beobachtet die sogenannten Franz-Keldysh-Oszillationen (FKO).

Entsprechend dieser Überlegung erfolgte das Probendesign. Zuerst wurde auf Si-dotiertem GaAs Substrat eine stark dotierte Pufferschicht aufgewachsen. Diese ist gefolgt von einer 500-Å dicken, undotierten GaAs Schicht. Nach einer kurzen Pause zur Verringerung der Substrattemperatur wurden hierauf 2 Monolagen InAs abgeschieden. Dazu wurden zwei verschiedene Temperaturen ausgewählt,  $T_S = 420^\circ\text{C}$  und  $500^\circ\text{C}$ , die in Dots verschiedener Geometrien resultieren (siehe Abschnitt 2.3). Die Dotbildung wurde durch den charakteristischen Übergang des RHEED-Musters (siehe Abb. 2.1) nach 18 von 30 s InAs Depositionszeit registriert. Für die niedrige Wachstumstemperatur gab es 3 Wachstumsunterbrechungen. Nach der InAs Abscheidung sollten sich die Dots in einer weiteren, 20 s währenden Pause stabilisieren. Im Anschluß wurden die Proben abgekühlt bzw. im Falle der partiell überwachsenen mit weiteren 4 bzw. 12 ML GaAs bedeckt.

## 2.4.2 Probencharakterisierung, partielles Überwachsen

Zur strukturellen Probencharakterisierung haben wir AFM Messungen mit einem Scientific Park bzw. einem TopoMetrix Gerät durchgeführt. Die Messungen fanden im Kontaktmodus statt. Zur Verhinderung von Mißinterpretationen durch die Abbildung der AFM-Spitze wurde die Probe standardmäßig um einen Winkel von  $45^\circ$  gedreht gemessen. Das Ergebnis ist, daß keine ausgezeichnete Orientierung der Morphologie existiert. Wenn nicht anders vermerkt, werden die Bilder schattiert dargestellt, was eine besser erkennbare Topographie sichert. Bilder mit echter Höheninformation sind durch die entsprechenden Graustufenlegenden erkenntlich.

In Abb. 2.6 werden  $300 \times 300 \mu\text{m}^2$  große AFM-Aufnahmen für verschiedene Wachstumsbedingungen gegenübergestellt, bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  (a) und  $420^\circ\text{C}$  (b) gewachsene Proben sowie mit 4 (c) und 12 ML GaAs (d) überwachsene, bei  $500^\circ\text{C}$  gezüchtete Proben. Für  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  finden wir konsistent mit Abschnitt 2.3 eine schmalere Größenverteilung bei einer größeren, durchschnittlichen Basisgröße von ca. 25 nm. Für niedrige  $T_S$  finden wir das Bild 2.6 (b) beherrscht von wenigen großen Dots; jedoch hat das Histogramm zwei Maxima bei 10 nm und 25 nm. Die kleineren Dots sind zahlenmäßig vorherrschend. In Bild (c) ist eine QD-Probe mit 4 ML GaAs überwachsen worden. Die unterschiedlichen Dotflächendichten in (a) und (c) ergeben sich aus unterschiedlichen Probenpositionen quer über das Substrat. Diese Abweichungen sind systematischer Natur und ergeben Abweichungen von +30 % am Rand der Substratscheibe. Die Bilder (c) und (d) zeigen für die größeren Dots die Phase des Überwachsens, welches bei 12 ML (d) sichtbar abgeschlossen ist. Die Aufnahmen (a-c) sind reine Morphologieabbildungen, während (d) eine wirkliche Höheninformation in seiner Graustufendarstellung enthält. Der RMS-Wert entspricht hier etwa 1.5 ML.

Ich möchte auf die **Phase des Überwachsens** in Abb. 2.6 näher eingehen. Der charakteristische RHEED-Übergang bei 3/5 der totalen InAs-Depositionszeit bestätigt (i) das Wachstum einer 2-D Benetzungsschicht von ca. 1.5 ML Dicke und (ii) eine totale Bedeckung von ca. 2.5 ML. Eine solche Bedeckung ist nach Abb. 1.19 bereits in einem Regime, in dem benachbarte Inseln nicht mehr unabhängig voneinander koexistieren.

Die geringere laterale Ausdehnung der in Abb. 2.6 (c) gezeigten, partiell überwachsenen Dots gegenüber den bei gleichem  $T_S$  entstandenen Dots in (a) hat zwei Ursachen. Die erste ist rein geometrischer Natur und ist in Abb. 2.7 dargestellt. Die Formel  $l = b(1 - a/h)$  erlaubt eine Abschätzung der Größenveränderung der Basislänge auf ca. 75 % der Ausgangsgröße der Dots. Das die tatsächliche Änderung  $l/b$  allerdings auf ca. 50 % führt,

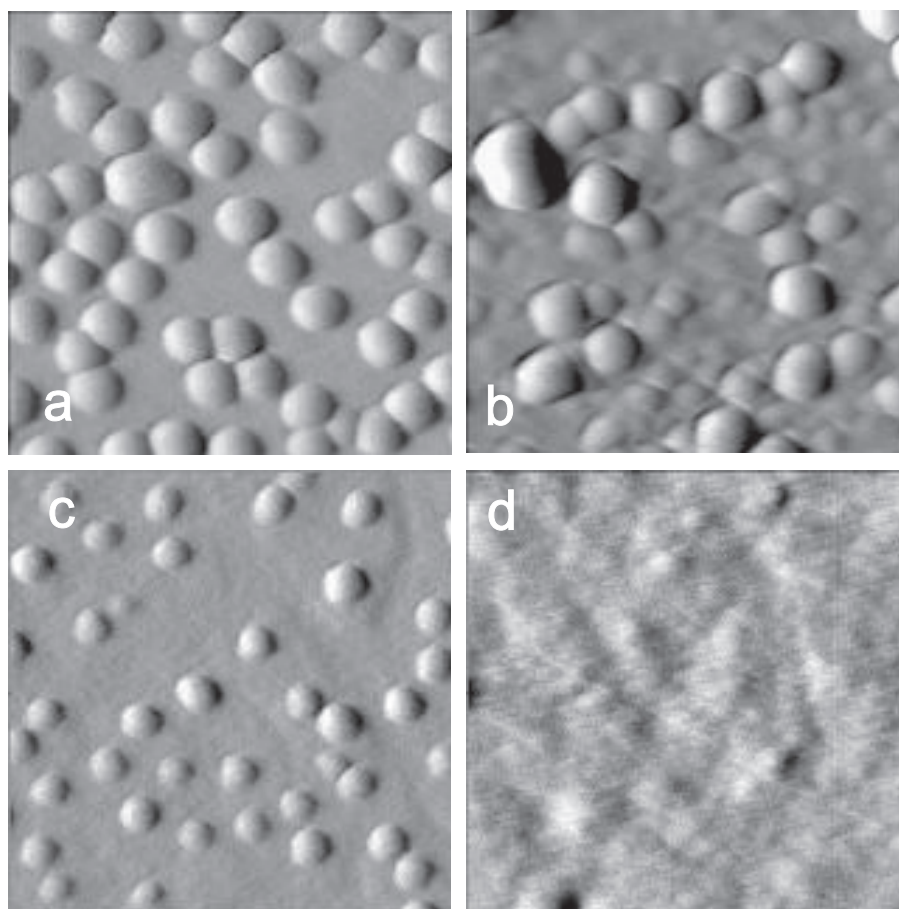


Abb. 2.6:  $300 \times 300 \mu\text{m}^2$  große AFM-scans a) QD *as-grown*  $T_S=500^\circ\text{C}$ , b) *as-grown*  $T_S=420^\circ\text{C}$ , c)  $T_S=500^\circ\text{C}$  mit 4 ML GaAs überwachsen, d)  $T_S=500^\circ\text{C}$  mit 12 ML GaAs überwachsen.

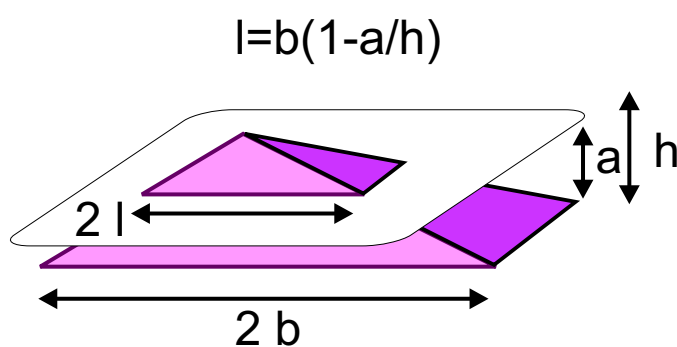


Abb. 2.7: Modell eines partiell überwachsenen Quantenpunkts. Die Länge  $l$  gibt die scheinbare laterale Ausdehnung des InAs-QD nach dem Überwachsen mit GaAs einer Dicke  $a$  an.

kann m.E. dahingehend interpretiert werden, daß die Quantenpunkte bei ausreichend hohen thermischen Energien und Reifezeiten eine Tendenz zum „Breitlaufen“ haben. Dies wird auch dadurch gestützt, daß im Falle partiellen Überwachsens die in 2.3 erwähnten „Superdots“ nicht auftreten, deren Entstehung also auf die Zeit nach der Wachstumspause von 20 s bestimmt werden kann. Es scheint hinsichtlich der Phase des Überwachsens keine Auffälligkeiten, wie z.B. eine Rückstoßung bzw. Anziehung der überwachsenden Schicht zu geben<sup>39)</sup>. Diese füllt die Zwischenräume vielmehr planar auf. An der Spitze der Inseln kommt es dann jedoch beim vollständigen Überwachsen zu Aufwölbungen infolge des hier sehr großen Spannungsfeldes, was u. U. zu Kristallbaufehlern führen kann. Die Rauigkeit der völlig überwachsenen QD-Schicht beträgt 2 ML.

Im nächsten Abschnitt wird näher auf die PR-Untersuchungen an diesen Proben eingegangen. Deren elektronische Struktur bedingt FKO, deren Abhängigkeit von der Bedeckung mit Quantenpunkten gezeigt werden soll.

### 2.4.3 Photoreflexion, Franz-Keldysh-Effekt und Ferminiveaupinning in GaAs

Raumtemperaturphotoreflexionsmessungen wurden verwendet, um das aus den Oberflächenzuständen herrührende Oberflächenfeld bei Proben mit unbedeckten InAs Quantenpunkten auf GaAs zu messen. Die InAs-Benetzungsschicht hat wegen ihrer geringen Dicke keine InAs-Volumeneigenschaften.

Oberflächenzustände sind selbst Gegenstand langjähriger Forschung und wurden in ihrer Entstehung an anderer Stelle dargestellt<sup>121, 122)</sup>. Sie können sowohl akzeptor- als auch donatorartig sein und führen zu einer stationären Ladungsumverteilung im Bereich von Ober- und Grenzflächen (vgl. Schottkydiode in Abb. 1.33). Wenn die Oberflächenzustandsverteilung die Form einer  $\delta$ -Funktion in der Bandlücke annimmt, so wird das Ferminiveau, also der Halbbesetzungspunkt der Elektronen in der Oberfläche an diesem Punkt angeheftet („gepinnt“). Weitere Umverteilungen von Ladungsträgern in den Bändern führen dann scheinbar zu keiner Veränderung in der energetischen Lage des Ferminiveaus in der Oberfläche, da fast beliebig viele Ladungsträger in den vorhandenen Zuständen Platz finden. Die in verschiedenen III-V Halbleitern gefundenen, gepinnten Energieniveaus in der Energielücke können durch die Dimerisation von in der Oberfläche befindlichen Atomen mit offenen Bindungen bzw. Unregelmäßigkeiten derselben erklärt werden<sup>121, 4)</sup>. In Abb. 2.8 links sind schematisch die lokalisierten Zustände an solchen freien Bindungen bzw. an beliebigen Adsorbaten dargestellt (nach<sup>121)</sup>). Bei einer GaAs-(100)-Oberfläche und 20° C gibt es (trotz einer gewissen Streuung der gemessenen Werte) Übereinstimmung über einen Wert von **0.71 eV für die Energie des gepinnten Fermi-niveaus unterhalb der Leitbandkante**. Der allgemeine Bandkantenverlauf für ein n-leitendes Substrat ist in Abb. 2.8 rechts gegeben.

Bei der Photoreflexion (siehe Kapitel 1.4.3) wird mittels Licht (periodischer Pumpstrahl) ein intrinsisches, elektrisches Feld  $F_S$  periodisch mit der Frequenz  $\omega$  moduliert ( $\omega$  typischerweise einige 100 Hz). Dieses Feld entsteht durch die Ausbildung einer Verarmungszone bei Besetzung der in der verbotenen Zone liegenden Oberflächenzustände. Die Eindringtiefe des Feldes wird im allgemeinen durch die Dotierung des Halbleitermaterials bestimmt. Benutzt man aber eine  $UN^+$ -Struktur<sup>3</sup>, so wird das Potential auf beiden Seiten (Metallkontakt, dotiertes Substrat) festgehalten, und das Feld ist

<sup>3</sup>undotierte Schicht auf hochdotiertem Substrat

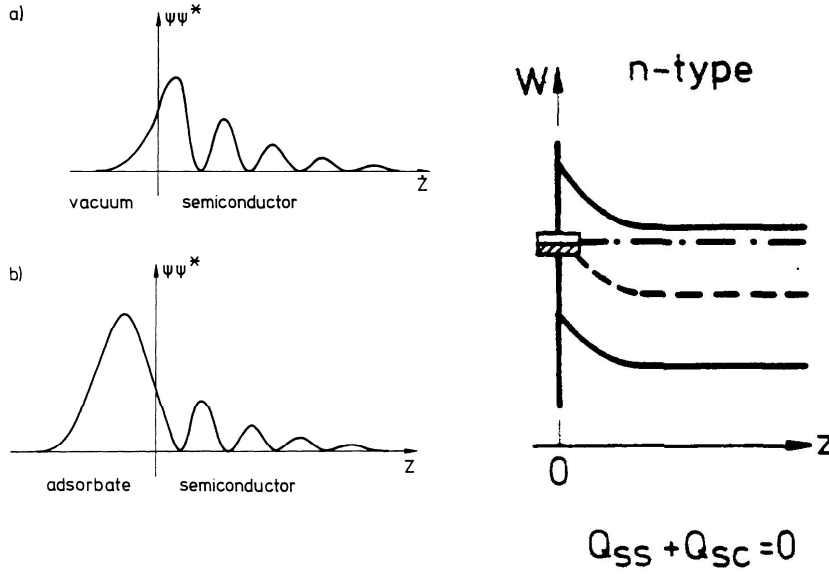


Abb. 2.8: Links) Lokalisierte Wellenfunktion an freier und adsorbatbedeckter Oberfläche. Rechts) Bandverbiegung infolge eines gepinnten Fermineaus *nach Münch*<sup>121)</sup>

nahezu konstant (siehe Abb. 2.5). Ist das Randflächenfeld  $F_S$  in einem mittleren Bereich zwischen 20 und 200 kV/cm, werden dabei FKO beobachtet. Zwischen den Peakpositionen der Oszillationen und  $F_S$  besteht ein funktionaler Zusammenhang.

$$V_S = F_S d + k_B T / e + \epsilon F_S^2 / 2eN_d, \quad (2.1)$$

Die Gleichung 2.1 stellt den Zusammenhang zwischen der Elektrostatik und dem physikalischen Problem her und erklärt die Ausbildung des konstanten Feldes infolge des Fermineaupinning. Liegt das Fermineau im Volumen an der Bandkante so ist das Fermineaupinning gleich dem OF-Potential  $eV_S$ . Der erste Term von  $V_S$  ist gleich einem Kondensator mit Plattenabstand  $d$  und der in  $F$  quadratische Term rührt von dem Übergangsbereich zum hochdotierten Substrat her. Der mittlere Term ist eine Korrektur als Folge der Verarmungsnäherung.

Der **Franz-Keldysh-Effekt** beschreibt die feldstärkeabhängige Verschiebung der Absorptionskante in die Bandlücke oder allgemeiner, die Veränderung der komplexen dielektrischen Funktion  $\epsilon$  unter Einwirkung eines Feldes. Elektronen, die mit einer Photonen-Energie unterhalb der Energielücke  $h\nu < E_G$  angeregt wurden, entnehmen dabei dem elektrischen Feld Energie und der zusätzlich aufgenommene Impulsübertrag reicht abhängig von der Stärke des Feldes  $F_S$  und der Art des kritischen Punkts in der Bandstruktur zur Generation eines Elektron-Loch-Paares<sup>122)</sup>. Für Anregungsenergien oberhalb der Bandkante beschreiben Airyfunktionen das Verhalten des Imaginärteils von  $\epsilon$ . Das oszillatorische Verhalten dieser Funktion kann für höhere Oszillationsextrema  $m$  gut durch einen **asymptotischen Kosinus** beschrieben werden. Die Extremapositionen ergeben sich in dieser Näherung dann aus

$$E_m = E_G + \hbar\Omega F_m \quad (2.2)$$

mit ganzzahligen  $m$  für Extrema und halbzahligen  $m$  für Nulldurchgänge der FKO (siehe



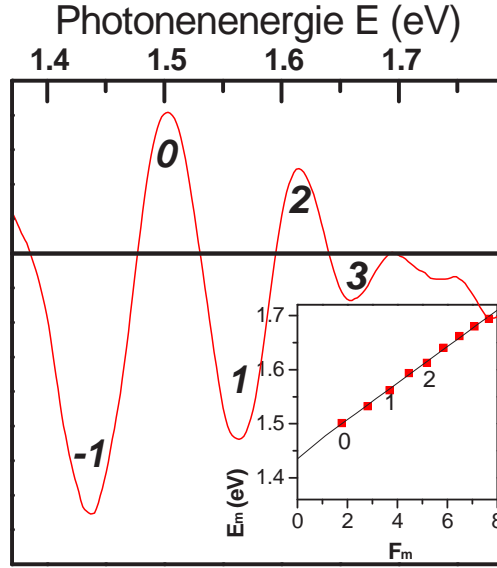


Abb. 2.9: Beispiel für FKO mit Numerierung der Extrema. Im eingelassenen Bildteil ist der Kosinusplot dargestellt. Halbe (Nulldurchgänge) und ganze (Extrema) Integer wurden entsprechend Glg. 2.2 aufgetragen. Der Durchgang durch die y-Achse ist die scheinbare Bandlücke  $E_G$ .

auch Bild 2.9) und

$$F_m = \left[ \frac{3}{2} \pi \left( m + \frac{1}{2} \right) \right]^{\frac{2}{3}}.$$

Die Stärke des Effekts wird durch die elektrooptische Energie  $\hbar\Omega$

$$(\hbar\Omega)^3 = e^2 \hbar^2 F^2 / 8\mu \quad (2.3)$$

beschrieben.  $\mu$  ist hier die reduzierte Interbandmasse (für GaAs  $e1 \rightarrow hh1$  ist  $\mu = 0.057 m_0$ ).

#### 2.4.4 Messungen an der freien GaAs-(100)-Oberfläche

Im Vorfeld der Messungen an InAs/GaAs-Heterostrukturen haben wir eine Reihe von  $\delta$ -dotierten GaAs Vielfachstrukturen mit RT-PR untersucht<sup>123)</sup>. Aus den Kosinusplots wurden entsprechend der Glgn. 2.2 und 2.3 die Feldstärken bestimmt. Es besteht über weite Bereiche ein linearer Zusammenhang zwischen der Feldstärke  $F_S$  und der reziproken Dicke über der  $\delta$ -Dotierung  $d^{-1}$ , wie es mit Glg. 2.1 für  $UN^+$ -Schichten bestimmt wurde (abgesehen von sehr dünnen Schichten  $d < 30 \text{ \AA}$ ). Wir können feststellen, daß wir eine gute Kontrolle über das Ferminiveaupinning in GaAs haben. Unser experimentell bestimmter Wert beträgt  $eV_S = 0.67 \text{ eV}$ .

#### 2.4.5 Messungen InAs-bedeckter GaAs-(100)-Oberflächen

Nachdem wir nun einen wohldefinierten Wert für das Ferminiveaupinning an der GaAs-(100)-Oberfläche ermittelt haben (2.4.4), scheint für die Messungen an den dotbedeckten GaAs Oberflächen folgendes Herangehen sinnvoll. Ausgehend von der unbedeckten Oberfläche beobachten wir das Ferminiveaupinning für unterschiedliche Dottypen und Flächendichten (siehe Abb. 2.4 und 2.6). Daraufhin werden die Dots überwachsen, bis



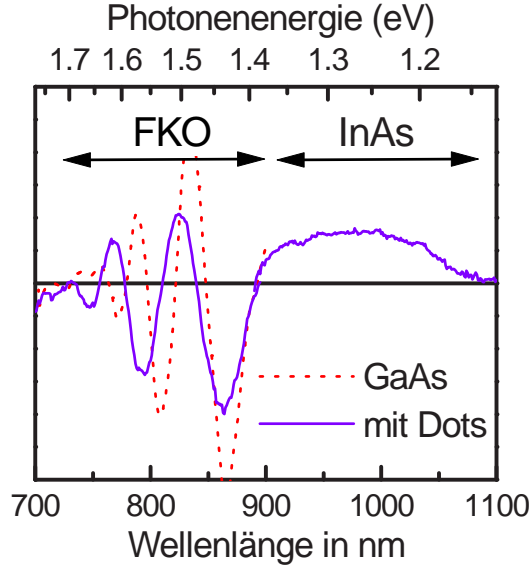


Abb. 2.10: RT-PR ( $\omega = 1\text{kHz}$ ). Verändertes Fermiveaupinning durch die Bedeckung einer GaAs-(100)-Oberfläche mit Quantenpunkten. Klar unterschieden werden können die Franz-Keldysh-Oszillationen oberhalb des  $E_G^{\text{GaAs}}$  und das vom InAs herrührende Signal.

wieder eine 2-dimensionale GaAs-Oberfläche vorliegt. Alternativ dazu werden die Dots durch naßchemisches Ätzen sukzessive wieder abgetragen. Die Selektivätze HCl gewährt dabei eine größtmögliche Bewahrung der unter dem InAs liegenden GaAs-Grenzfläche.

Alle experimentellen Fakten sprechen für die gleiche Tatsache. Die Existenz von facettierten Dots auf der Oberfläche ergibt ein Fermiveaupinning, welches 250 meV tiefer liegt, als für alle Oberflächen ohne Quantenpunkte.

In Abb. 2.10 ist ein typisches PR Spektrum für eine dotbedeckte Probe mit einer 500 Å dicken, undotierten Schicht im Bereich von 1.1–1.7 eV dargestellt. Unterhalb der Bandlücke von GaAs gibt es eine spektral sehr breite Signatur, die mit dem InAs in Verbindung steht. Oberhalb des  $E_G$  von GaAs finden sich die FKO, die mit Kosinusplots nach Glg. 2.2 ausgewertet werden. Als Vergleich wird das Spektrum der unbedeckten,  $\delta$ -dotierten Probe mit einer Spacer-Dicke von 500 Å gegeben. Man erkennt bereits aus den experimentellen Spektren, daß veränderte Feldstärken die Oszillationen in den QD-bedeckten Proben auseinanderziehen.

Als nächstes möchte ich die sich bei den PR-Messungen ergebenden, zwei grundsätzlichen Gruppen unterschiedlich präparierter Proben genauer einordnen. Die erste Gruppe ist die mit dem GaAs-(100)-typischen Fermiveaupinning von weniger als 0.7 eV. Darin finden sich (neben der reinen GaAs Oberfläche) die vollständig abgeätzten Proben und die vollständig überwachsenen Proben. In der anderen Gruppe mit einem  $eV_S \approx 0.9\text{ eV}$  finden sich die Proben mit unterschiedlichen Dotgrößen und Dichten zwischen 300 und 600  $\mu\text{m}^{-2}$  sowie geätzte Proben, bei denen das  $\text{aspect ratio} = \text{Höhe/Breite} > 1/6$  bleibt.

Es gibt bei einem sehr vorsichtigen, schrittweisen Abätzen nur einen sehr schmalen Bereich, in dem Zwischenwerte mit  $0.7 < eV_S < 0.9\text{ eV}$  eingestellt werden. Trotzdem Ätzen natürlich ein kritischer Prozeß für die Qualität und folglich auch die elektronischen Eigenschaften einer Oberfläche ist, zeigt sich ein konsistentes Bild für die Abhängigkeit von  $V_S$  von der Dotbedeckung. Außerdem ergibt sich mit der Methode des Naßätzens auch eine Möglichkeit zur Herstellung von Quantenpunkten voreingestellter Größe aber

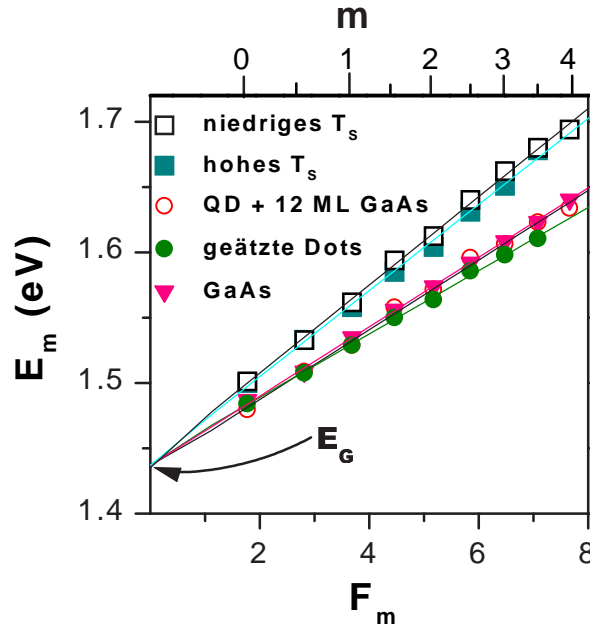


Abb. 2.11: Die Kosinusplots für eine Reihe von unterschiedlich präparierten, QD-bedeckten GaAs Proben sowie eine Referenzprobe GaAs. Es ergeben sich bzgl. des Fermi-niveaupinning deutlich zwei Gruppen.

beliebigen Materials<sup>124)</sup>. Im Abschnitt 2.4.7 möchte ich die Details zum naßchemischen Abtrag der QD fortsetzen, er ist jedoch für den Fortgang der Diskussion an dieser Stelle entbehrlich.

In der Abb. 2.11 sind der Auswertung gemäß Glg. 2.2 entsprechend deutlich zwei Probengruppen auszumachen.

- keine Facetten auf den Dots → GaAs-artige Oberfläche
- polare Facetten durch InAs Inseln → neu gepinntes Fermi-niveau

Es werden in der Kosinusplot-Darstellung<sup>4</sup> in Abb. 2.11 zur Erhaltung der Übersichtlichkeit nicht alle Proben gezeigt. Die Daten zur scheinbaren Bandlücke  $E_G^{app}$  und zum Oberflächenpotential  $eV_S$  zu allen Proben können der Tabelle 2.1 entnommen werden. Details zu den abgeätzten Proben werden in Abschnitt 2.4.7 gegeben.

Zu den Proben mit dem um mehr als 200 meV tiefer in die verbotene Zone verschobenen Fermi-niveaupinning gehören neben den freiliegenden Dotproben mit variabler Dotdichte zwischen 300 und 600  $\mu m^{-2}$  auch die Probe mit nur 4 ML GaAs-Überwachung. Aus den AFM-Bildern (Abb. 2.6) und<sup>40)</sup> wissen wir, daß sich bei dieser geringen Überwachung keine vollständige Bedeckung der Facetten ergibt. Ein Teil der Quantenpunkte ist immer noch in der Oberfläche präsent, während die Benetzungsschicht vollständig mit GaAs bedeckt ist. Die Größenverhältnisse zwischen ursprünglicher und effektiver Dotgröße ergeben sich aus Abb. 2.7. In der Probe mit 4 ML Überwachung läge der Flächenverlust bei pyramidalen Quantenpunkten für die As-Facetten bei 27 %. Daraus ergibt sich für die gemessenen Proben eine **minimale Bedeckung mit As-Facetten von<sup>5</sup> 6.5 %**, in

<sup>4</sup>Die Verwendung einer (exakteren) Simulation mit Airy-funktionen ergibt an der Stelle keinen Zugewinn an Information. Erstens sind die Unterschiede der ermittelten Feldstärke gering (für Abb. 2.9 z.B. ist  $F_S^{Simulation}=142$  kV/cm und  $F_S^{Kosinus}=138$  kV/cm) und zweitens wird hier nur ein relativer Vergleich angestrebt.

<sup>5</sup>effektive Bedeckung =  $0.7225 \times 3 \times 10^{10} cm^{-2} \times (17.3 nm)^2$  (basierend auf einer Basislänge von 20 nm)

Probe	$E_g^{app}$ (eV)	$eV_S$ (eV)
GaAs Referenz	1.429	0.631
niedriges $T_S$ <i>as grown</i>	1.432	0.887
hohes $T_S$ /niedrige QD Dichte	1.431	0.858
hohes $T_S$ /hohe QD Dichte	1.428	0.885
hohes $T_S$ überwachsen (4ML)	1.43	0.885
hohes $T_S$ überwachsen (12 ML)	1.432	0.686
hohes $T_S$ überwachsen (12 ML)	1.435	0.631
niedriges $T_S$ geätzt (10 s)	1.435	0.658
niedriges $T_S$ geätzt (20 s)	1.436	0.624
hohes $T_S$ 1 geätzt (20 s)	1.432	0.537

Tabelle 2.1: Aus den Kosinusplots der FKO verschieden präparierter QD-bedeckter GaAs Proben ermittelte Werte für die scheinbare Bandlücke  $E_G^{app}$  und das Oberflächenpotential  $eV_S$ .  $E_G^{app}$  wird mit dieser Methode leicht überschätzt.

denen der Effekt des tieferen Ferminiveaupinning noch beobachtbar ist.

Interessanterweise ergibt sich auch ein schwacher doch deutlicher Trend für das aus den Kosinusplots bestimmte, scheinbare  $E_G^{app}(GaAs)$ , welches für die Proben mit tieferem Pinning um ca. 5 meV kleiner ist. Eine Anpassung des Spektrums mit einem Satz von Airyfunktionen, einer der Amplitudendämpfung angepaßten Verbreiterung und Nichtflachbandmodulation<sup>125)</sup> zeigt, daß ein einzelner Fit die Daten im Bereich von  $E_G$  nicht ausreichend gut wiedergibt. Dies spricht für die Überlagerung mit einer weiteren Signatur, die wohl mit der Benetzungsschicht in Zusammenhang zu bringen ist. Dadurch verschiebt sich das  $E_G^{app}(GaAs)$  zu etwas kleineren Energien. Insgesamt jedoch ist das in Tabelle 2.1 abzulesende  $E_G^{app}$  gegenüber dem Standardliteraturwert (und dem Resultat der einkomponentigen Simulation!) von 1.424 eV leicht überschätzt, was eine bekannte Eigenschaft des Kosinusplots ist<sup>126)</sup>.

Immer, wenn in unseren Proben As-Facetten in einer Größenordnung von mehr als 6.5 % der Fläche auftraten, wurde das GaAs-artige Ferminiveaupinning aufgehoben und fast 250 meV tiefer neu gepinnt. Um den Zusammenhang von Dots und modifiziertem Ferminiveaupinning herauszuarbeiten und Merkwürdigkeiten der speziellen Proben vernachlässigbar werden zu lassen, verwendeten wir Proben, in denen die Endzustände **mit** bzw. **ohne** Dots sehr unterschiedlich eingestellt wurden. Ausgegangen wurde von Proben, auf denen sich Dots unterschiedlicher Dichte mit unterschiedlichen Größen befanden. Partielles Überwachsen resultiert deutlich in weiterhin facettierten Dots. Proben ohne Facetten wurden hingegen durch a) eine reine GaAs-Oberfläche, b) ein vollständiges Überwachsen und c) durch selektives Abätzen der Dots realisiert.

## 2.4.6 Diskussion des modifizierten Ferminiveaupinning als Folge polarer InAs-Facetten auf den Dots

Wie im letzten Abschnitt herausgearbeitet wurde, besteht ein Zusammenhang zwischen dem Inselwachstum von InAs auf einer GaAs-(100)-Oberfläche und der energetischen Lage des gepinnten Fermiviveaus. Die *ex situ* AFM erlaubt es aus verschiedenen Gründen nicht, Interpretationen zu den Facettierungen der Dots zu treffen. Zum einen ist auf der Probe ein natürliches Oxyd und zum anderen ist die Spitze doch ausreichend grob, um eher sich selbst, als solch kleine Kristallflächen exakt abzubilden. Nach Abschnitt 1.4.2 gilt, daß je kleiner die zu messende Struktur ist, um so kleiner ist auch der Meßfehler. In Abb. 2.3 war der Zusammenhang zwischen lateraler und vertikaler Ausdehnung der Dots dargestellt. Der Anstellwinkel stimmt mit der Annahme von polaren  $\{111\}$ -Facetten nicht völlig überein, besser mit der ebenfalls polaren  $\{211\}$ -Facette.

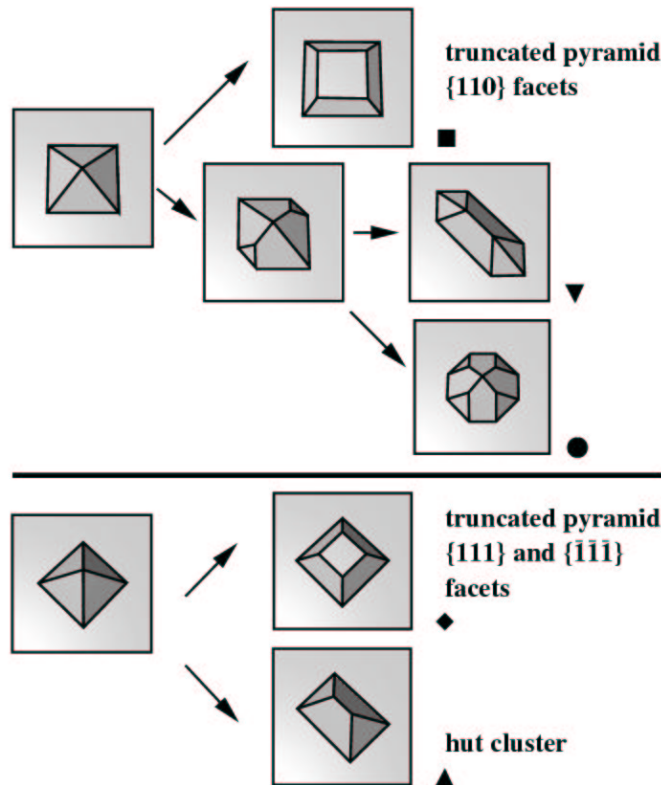


Abb. 2.12: In<sup>119)</sup> wurden verschiedene QD-Geometrien hinsichtlich ihrer energetischen Präferenzierung im thermodynamischen Gleichgewicht untersucht. Die Facettierungen  $\{100\}$ ,  $\{110\}$ , und  $\{111\}$  fanden Berücksichtigung.

Unter den verschiedenen Schulen gibt es sehr verschiedene Modellvorstellungen über die geometrische Form des QD, die von hemisphärisch bis pyramidenförmig reichen. Es wird im Zusammenhang mit *scanning-probe* Messungen eine Anordnung der Quantenpunkte entlang  $[\bar{1}10]$  berichtet<sup>90, 127)</sup>, die jedoch keinesfalls universal vorhanden ist<sup>94)</sup>. Es sind i.a. gleichzeitig mehrere Kristallrichtungen auf dem selbstgeordneten Quantenpunkt vorhanden, deren jeweilige Wichtung durch ein Energiengleichgewicht und die Wachstumsdynamik gesteuert wird.

Moll *et al.*<sup>119)</sup> untersuchten die Gleichgewichtsformen von Quantenpunkten als Wettbewerb zwischen Oberflächen-  $E_{OF}$ , Kanten-  $E_{ed}$  und elastischer Energie  $E_{el}$  mittels FEM, wobei die ersten beiden Beiträge zur Gesamtenergie Energie kosten und  $E_{el}$  den Energiegewinn durch die 3-dimensionale Atomanordnung darstellt. Die Energiebeiträge haben ein unterschiedliches Skalierungsverhalten, weshalb die Inselform vom Inselvo-

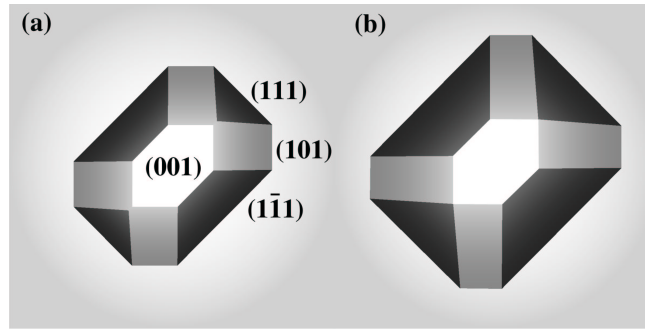


Abb. 2.13: Unterschiedlich große Quantenpunkte [ a) 10000 Atome, b) 20000 Atome] ergeben unterschiedliche Gleichgewichtsformen *nach*<sup>119)</sup>.

lumen abhängig ist. In Abb. 2.12 sind die untersuchten Geometrien mit Niedrigindexfacetten dargestellt. Sie unterteilen sich in zwei Familien, eine mit der Ausrichtung der Dots entlang der  $\langle 100 \rangle$  und die andere mit  $\langle 110 \rangle$ -ausgerichteten Grundkanten. Im GG nimmt abhängig von der Größe der Quantenpunkte der Anteil polarer Facetten ( $\{111\}$ ) gegenüber den nichtpolaren ( $\{110\}$ ) an der gesamten Oberfläche zu. Dies ist in Abb. 2.13 anhand zweier As-reich gewachsener QD mit Verdopplung der Anzahl auf  $2 \times 10^4$  Atome je Dot dargestellt. Die fehlende bzw. noch ausstehende Übereinstimmung mit dem TEM-Experiment im System InAs/GaAs wird von den Autoren mit Nichtgleichgewichtsprozessen in Verbindung gebracht. Ihre Ergebnisse implizieren auch, daß das *aspect ratio* für unterschiedlich große QD verschieden sein wird mit der Tendenz höherer *aspect ratios* bei größeren QD.

Wir beobachten in unseren unbedeckten QD-Proben manchmal „Superdots“ mit lateralen Ausdehnungen von 50 nm und *aspect ratios* von 1/2. Bei den Proben mit einer Überwachsung von 4 ML ist ihre Anzahl verschwindend gering und für die völlig bedeckten QD fehlen sie praktisch völlig. Dies zeigt den Einfluß sehr langer Selbstformierungszeiten. Bei unbedeckten Quantenpunkten oder sehr langen Wachstumspausen spielen Gleichgewichts-getriebene Formen eine größere Rolle, bei kurzen Pausen hingegen wird die kinetisch getriebene Form „eingefroren“. Die in der Literatur wenig dokumentierte Formierungszeit mag daher auch eine Erklärung für die bisher inkonsistenten Beobachtungen bzgl. der Quantenpunkt-Geometrien sein.

Wir sehen keine Vorzugsrichtung der nächsten Nachbarn im QD-Ensemble, weder bei langen noch bei kurzen Selbstformierungszeiten. Wir rechnen mit der Präsenz von polaren Facetten auf den Dots ohne genaue Angaben über die Facetten machen zu können. Die Mischung unterschiedlicher Facetten ist z.B. auf den vergleichsweise großen  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$  Inseln auf Si beobachtet worden<sup>128)</sup>.

In Ref.<sup>15)</sup> berechnen Saito *et al* die erlaubten Zustände ( $E_G$ ) und die Oberflächenzustandsdichte für unbedeckte pyramidale InAs/GaAs Quantenpunkte. Sie gründen ihr Modell, wie in Abb. 2.14 gezeigt, auf vollständig polaren  $\{111\}$  Facetten. Die berechneten Bandlücken für die in der Abb. 2.15 mit Quadern bezeichneten Dotgrößen zwischen 2 und 5 nm Basislänge sind sehr hoch, höher als die Bandlücke des Matrixmaterials GaAs. Es wurden bislang keine so kleinen Quantenpunkte experimentell beobachtet, wodurch eine Verifikation dieser Werte aussteht.

Wir konzentrieren uns an dieser Stelle v.a. auf die in der verbotenen Zone gefundenen Oberflächenzustände. Diese können den unterschiedlichen Facetten ursächlich zugeordnet werden. Nimmt man die Volumenvaleanzbandkante von InAs als Energieursprung

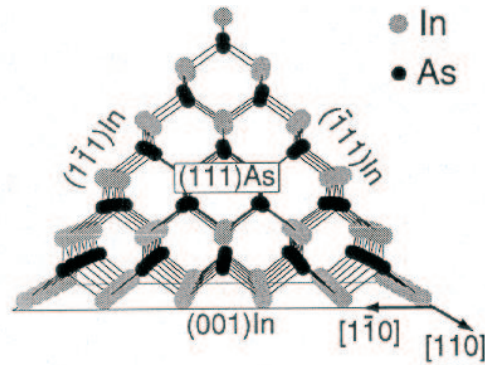


FIG. 1. Atomic arrangement of the 161-atom InAs pyramidal QD viewed along the  $[110]$  direction. The orientations of the base and facets are indicated. The back facet is a  $(\bar{1}\bar{1}1)$ As plane.

Abb. 2.14: 161 Atome großer Quantenpunkt mit ausschließlich  $\{111\}$ -artigen Facetten nach<sup>15)</sup>.

( $E=0$ ), so befinden sich die Oberflächenzustände, die aus As- $\{111\}$ -Facetten resultieren, unterhalb und die, die aus In- $\{111\}$ -Facetten resultieren, etwa 1–1.5 eV oberhalb. Die Oberflächenzustände haben eine geringe Dispersion, da sie nicht von der Größe sondern von der Orientierung der Flächen abhängen<sup>129)</sup>. Auf die Dotgrößen unserer QD extrapoliert (durchgezogene Linien in Abb. 2.15 links), finden sich die  $\{111\}$  As-induzierten Zustände 400-600 meV unterhalb der Fermiveaupinning-Energie des GaAs an der Valenzbandkante des InAs und die  $\{111\}$  In-induzierten 1.2 eV oberhalb letzterer (sie sind also unbesetzt). Dies wird in Abb. 2.15 im mittleren Bildteil schematisch dargestellt. Dieses Ergebnis ist sowohl konsistent mit anderen theoretischen<sup>129)</sup> wie auch experimentellen Ergebnissen<sup>130)</sup>.  $\{100\}$ -Facetten wurden in<sup>15)</sup> für die Basisfläche des Quantenpunkts<sup>6</sup> berechnet, treten jedoch in unseren Experimenten nur im Falle von Pyramidenrümpfen (z.B. durch Ätzen) auf, da die Grundfläche keine gebrochenen Bindungen aufweist. Die  $\{100\}$ -In-Facetten treffen etwa die GaAs-Fermiveaupinning-Position; die  $\{111\}$ -As-Facetten liegen bei der Energie, wo sich nach van der Walle<sup>131)</sup> das Valenzband des InAs bezüglich einer GaAs-Oberfläche anordnet. Die von mir aus diesem Modell berechnete Bandanordnung wird ohne Bandverbiegung im rechten Bildteil von Abb. 2.15 dargestellt.

Die Zustandsdichte auf den As-Facetten in Ref.<sup>15)</sup> beläuft sich auf  $10^{14}\text{cm}^{-2}$ . Die gemessenen Quantenpunkte unserer Proben summierten sich bei ausschließlich As- $\{111\}$ -Facetten auf 10–20% der Gesamtfläche, also ist die Anzahl der Zustände in der Größenordnung  $10^{13}\text{cm}^{-2}$ . Die zum Pinning des Fermiveaus notwendige Anzahl von Oberflächenzuständen von GaAs liegt zwischen  $10^{12}$  und  $10^{13}\text{cm}^{-2}$ <sup>132, 133)</sup>. Daher können die hinzugekommenen, QD-induzierten Zustände zur Erklärung des verschobenen Fermiveaus herangezogen werden.

Zusammenfassend zu diesem Abschnitt sei der in Abb. 2.16 dargestellte Bandkantenverlauf für eine Probe mit und eine ohne Dots unter Verwendung der hier bestimmten Werte des Oberflächenpotentials gezeigt<sup>20)</sup>. Wir haben gezeigt, daß das Fermiveaupinning zwischen dem für GaAs bekannten und einem um 250 meV tieferen Wert wechselt, abhängig davon, ob auf der GaAs-Oberfläche polar facettierte Dots sind oder nicht.

Es gibt zwei mögliche Szenarios, die eine Verschiebung des Fermiveaupinning erklären:

<sup>6</sup>Der Dot wurde als isoliert angenommen.



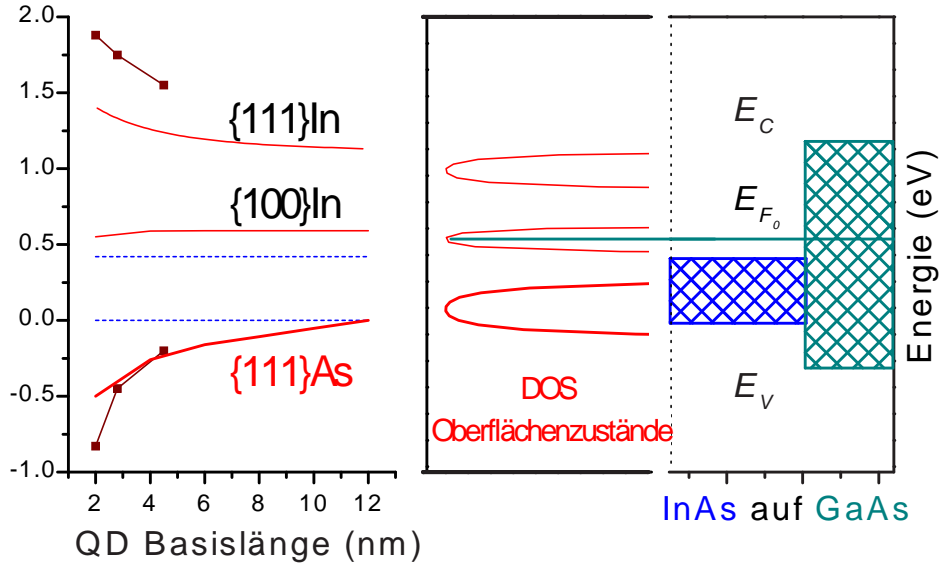


Abb. 2.15: Tight-binding berechnete Dispersion der Bandlücken (links) und Oberflächenzustände (Mitte) sehr kleiner Quantenpunkte nach<sup>15)</sup>. Unsere Extrapolierung in normale QD-Größen (durchgezogene Linien links) für die OF-Zustände. Schema der Bandkantenanordnung von in der Oberfläche liegenden InAs Quantenpunkten auf GaAs nach<sup>131)</sup>.

1. Die hohe Zahl zusätzlicher Zustände sorgt für eine Verschiebung des Fermi-Niveaupinning in den GaAs-Zuständen, die nach der Ladungsträgerumverteilung nicht mehr bis zu ihrer ursprünglichen Energie aufgefüllt werden können.
2. Die Zahl der durch die polaren Facetten induzierten Zustände ist so groß, daß sie alle Elektronen aufnehmen, die vorher in GaAs-{100}-Zuständen gefangen waren. Die OF-Zustandsdichtefunktion des GaAs wird über die Fermikante gehoben und die neue Position einzig durch die neuen Zustände bestimmt.

Diese beiden Szenarien sind in Abb. 2.17 dargestellt. In (I) ist der Fall des neu gepinnten Fermi-Niveaus (Szenario 2) gezeichnet. Lediglich die Zustände auf den polaren As-Facetten sind besetzt. Der Abstand zur GaAs-Zustandsverteilung ist entsprechend der Rechnung von<sup>15)</sup> gewählt, während der unterbrochene Pfeil ungefähr maßstäblich die Verschiebung entsprechend unserer Messung angibt. In (II) ist Szenario 1 schematisiert dargestellt, welches auch für eine GaAs-(100)-Oberfläche zutrifft, doch ist dann der Durchstoßpunkt durch die OF-DOS bei einer höheren Energie. Dieses Szenario würde erfordern, daß die Verteilung der OF-Zustände mindestens 250 meV breit ist.

Es kann aus den Messungen nicht definitiv geschlossen werden, ob die neue Pinningposition in einer  $\delta$ -Funktion-artigen Oberflächen-DOS der Dots (Szenario 1) oder zwischen dieser und der des GaAs liegt (Szenario 2).

Für Szenario 1 spricht unserer Meinung nach sowohl die relative Unabhängigkeit von der QD-Dichte wie auch die starke Gruppierung der beobachteten Werte für  $V_S$ . Wenn es sich um Szenario 2 handeln sollte, würde man dagegen erwarten, daß das Fermi-Niveaupinning mit der Dottdichte kontinuierlich durchstimmbare ist. Gegen Szenario 1 spricht die Tiefe der berechneten Zustände. Diese Abweichung mag aber auf andere polare Facetten oder nicht zutreffende Details der Rechnung<sup>15)</sup> bzw. unzulässige Extrapolationen zurückzuführen sein.



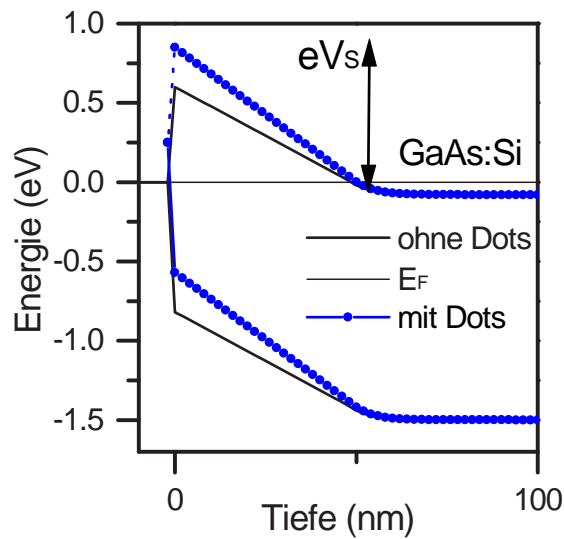


Abb. 2.16: Bandschema der  $UN^+$ -Strukturen mit und ohne QD. Das um 250 meV tiefer ins Bandgap verschobene Fermineaupinning resultiert von den polaren As-Facetten auf den QD.

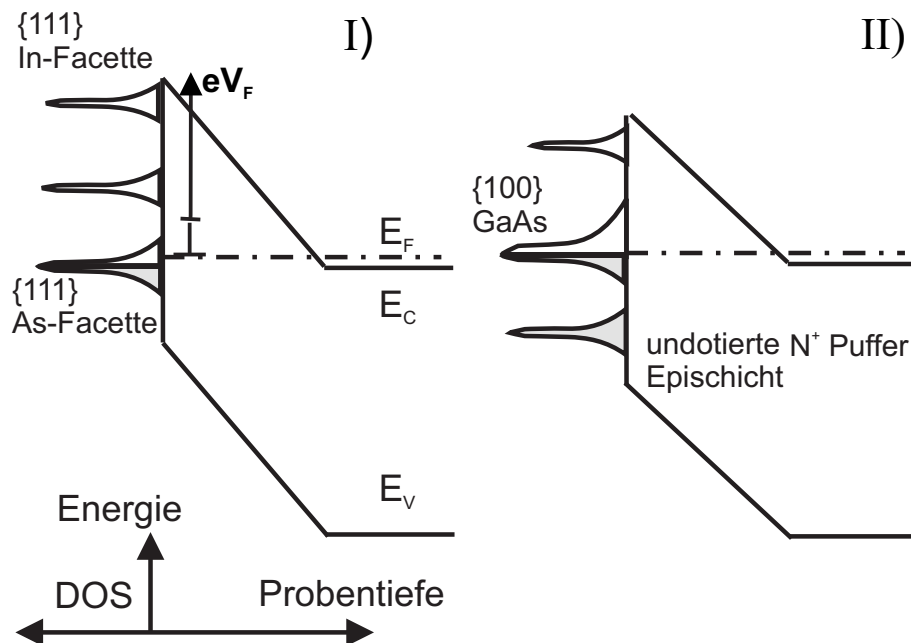


Abb. 2.17: Zwei mögliche Szenarien zum veränderten Fermineaupinning an einer Quantenpunktbedeckten GaAs-(100)-Oberfläche.

Auch im Fall des Abätzens bereits ausgebildeter Dots ergibt sich eine stufenförmige Funktion für das Fermineaupinning, die für ein diskretes, neues Energieniveau spricht. Sind nur noch sehr flache InAs-Schichtreste vorhanden, ergibt sich wegen des Übereinstimmens von InAs- $\{100\}$ -OF-Zuständen mit denen der GaAs-(100)-Oberfläche wieder das normale Fermineaupinning. In Abb. 2.18 wird das Fermineaupinning als Funktion der Ätzzeit dargestellt. Die durchgezogene Linie ist der Referenzwert für GaAs und die gepunktete Linie stellt schematisch die Veränderung dar, die bei einem zeitgleichen Ablösen der GaAs-Unterlage zu erwarten wäre. Sie verläuft gänzlich gegensätzlich und

es kann daher eine solche Einflußnahme ausgeschlossen werden.

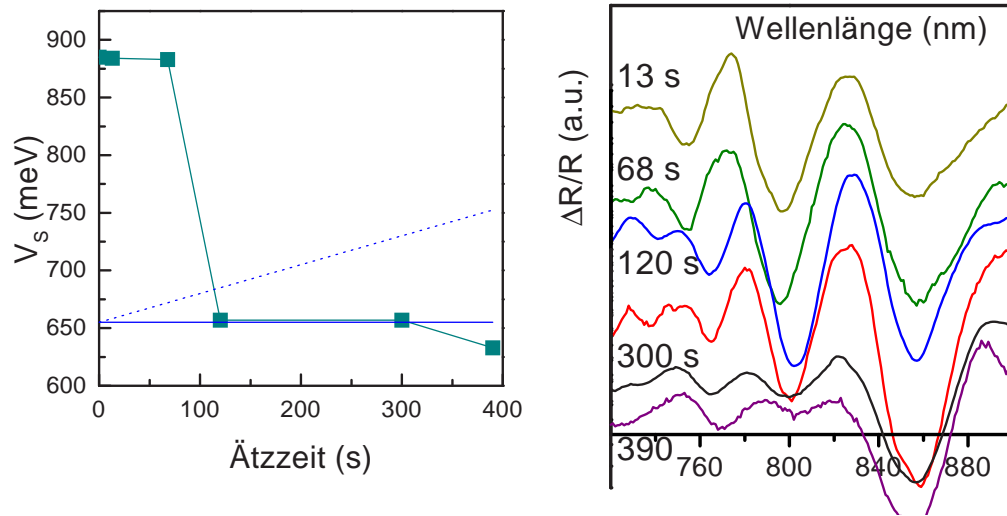


Abb. 2.18: Links) Stufenförmig ändert sich das Fermiveaupinning beim naßchemischen Abtrag der Facetten der Quantenpunkte hin zum normalen GaAs-Wert (Basislinie). Rechts) Gegeben sind die RT-PR-Spektren im Bereich der FKO für verschiedene Ätzeiten.

## 2.4.7 Selektives Ätzen der InAs-QD

Das Ätzen der InAs-bedeckten Proben mit purer HCl greift das GaAs nicht bzw. kaum an. Aus den zuletzt dargestellten Ergebnissen (Abb. 2.18) wissen wir jedoch von der starken Abhängigkeit des Fermiveaupinning vom Zustand der QD nach dem Ätzen. Die Dichte und Abmaße der QD wurden mit AFM getestet. Die Resultate sollen an dieser Stelle kurz zusammengefaßt werden.

In Abb. 2.19 sind verschiedene Status des Abätzens einer bei  $T_s^{\text{InAs}}=500^\circ\text{C}$  gewachsenen Quantenpunkt-Probe dargestellt. In Uhrzeigerrichtung sind die Ätzeiten 0, 10, 60 und 300 s (Beachte die unterschiedlich großen Bildausschnitte !) dargestellt. Man beobachtet eine deutliche Abnahme der Dichte und Höhe der Dots. In (d) sind praktisch keine Quantenpunkte mehr vorhanden. Die Rauigkeit ist jedoch relativ gering, ein Argument dafür, daß das GaAs nicht angeätzt wird.

GaAs wird gemeinhin nur durch eine mehrstufige Redoxreaktion geätzt. Die geringe Ionizität läßt ein direktes Ablösen der einzelnen Bestandteile Ga und As nicht zu. Darum enthalten fast alle GaAs-Ätzen eine Beimischung von  $\text{H}_2\text{O}_2$ , die eine Oxidation des GaAs mit dem Endprodukten  $\text{Ga}(\text{OH})_3$  und  $\text{As}_2\text{O}_3$  erlaubt. Diese wiederum werden von solchen Ätzen, wie  $\text{H}_2\text{SO}_4$  oder HCl gut gelöst<sup>134)</sup>.

Aus<sup>72)</sup> wissen wir von der hohen Selektivität von HCl gegenüber Phosphiden verglichen mit Arseniden. Die Rate für InAs wurde dort mit  $< 10\text{ nm/min}$  bestimmt, ist aber noch um einiges höher, als für GaAs.

Die Proben wurden mit verdünnter bzw. unverdünnter HCl geätzt und mit AFM untersucht (Abb. 2.19). Die vollständig bedeckten Quantenpunkte verändern sich dabei nicht, während bei den un- bzw. partiell bedeckten sowohl morphologische Änderungen als auch Änderungen des Fermiveaupinning auftraten. Das InAs wird bevorzugt von HCl geätzt. Die Ätzung legt dabei Schichten geringerer Härte frei (fehlendes natürliches Oxyd), deren Morphologie deshalb schwieriger mit AFM aufzunehmen ist.

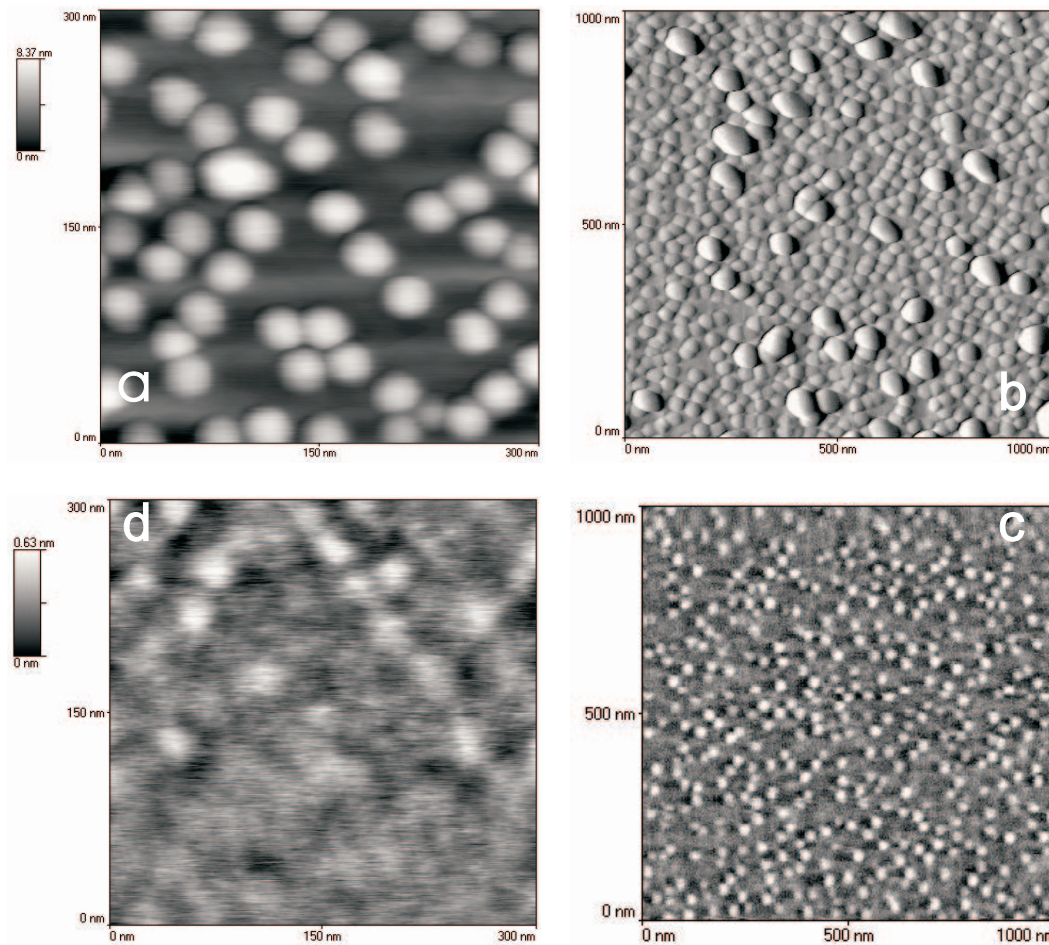


Abb. 2.19: AFM-Aufnahmen geätzter Quantenpunkt-Proben. a,d zeigen  $300 \text{ nm}^2$ , b und c  $1 \mu\text{m}^2$  große Ausschnitte. Im Uhrzeigersinn a) 0s, b) 10s, c) 60s, d) 300s geätzt. In a) ist der Höhenbalken noch 8 nm hoch, in d) dagegen nur noch 2 ML.

In Abb. 2.20 sind die Dichte sowie die Höhe der bei hohen  $T_S$  gewachsenen, größeren Inseln als Funktion der Ätzzeit dargestellt. Sie sind im Vergleich zu den kleinen QD (niedriges  $T_S$ ) relativ resistent und ein vollständiger Abtrag dauert sehr lange. Bei sehr geringen *aspect ratios* verschwinden die oben diskutierten Facettierungen schließlich und man erhält abgeschnittene InAs-Inseln mit einer vertikalen Ausdehnung von nur wenigen ML (die dann auch nicht mehr die diskutierten Pinningeigenschaften zeigen—<sup>in<sup>15</sup></sup>) wird wie oben bereits angemerkt die energetische Position der Oberflächenzustände der In-{100}-Facette konsistent mit diesem Ergebnis als in der Gapmitte liegend berechnet).

Die in Abschnitt 2.4.6 diskutierten Superdots dagegen scheinen unter dieser Ätze stärker zu weichen und verlieren überproportional viel Material. In Abb. 2.21 ist das AFM-Bild eines solchen Dots zusammen mit einer Höhenlinie gezeigt. Die Probe war zunächst mit 4 ML GaAs bedeckt worden. Die normalen Quantenpunkte sind auf einen Bruchteil ihrer Größe reduziert. Man erkennt aus dem Höhenprofil, daß sich an der Stelle des übergroßen Dots ein Krater im InAs mit einer Tiefe bis auf die GaAs-Grenzfläche gebildet hat. Solche Krater könnten dazu verwendet werden, Substrate gezielt mit Löchern sehr geringer Abmaße zu versehen und in der Folge neu zu überwachsen. Dadurch könn-

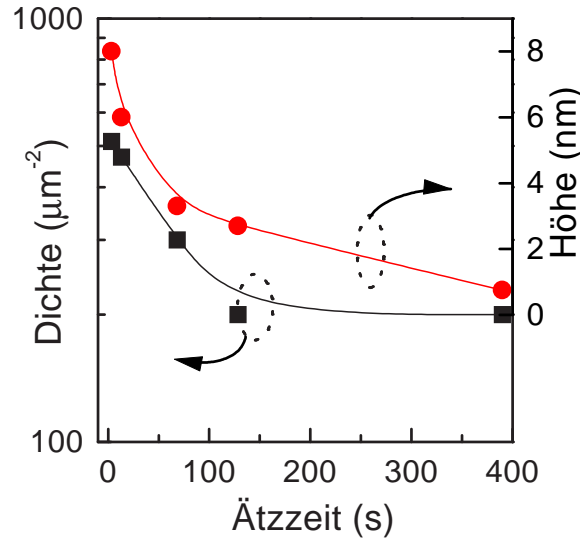


Abb. 2.20: Dichte und Höhe der Quantenpunkte einer bei  $T_G = 500^\circ \text{C}$  gewachsenen InAs/GaAs-Probe in Abhängigkeit von der Ätzzeit. Die Linien dienen zur Führung des Auges.

ten auch QD aus Materialien geschaffen werden, die sich nicht durch Stranski-Krastanow-Wachstum auszeichnen (z.B.  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  mit  $x < 0.4$ ).

## 2.4.8 Phasenabhängige PR-Messungen

An den dotbedeckten Proben wurden ebenfalls phasenabhängige PR-Messungen durchgeführt. Mit dieser Methode ist es möglich, auf elegante Weise spektrale Anteile mit unterschiedlichem Ursprung herauszufiltern, die sich anderweitig u.U. überlagern würden<sup>135, 136, 137, 138</sup>).

Ein Beispiel einer solchen Messung ist in Abb. 2.22 gegeben. Die Probe unterscheidet sich von den bisher gezeigten darin, daß sie nicht auf dotiertem Substrat gewachsen wurde, sondern in einem Abstand von  $500 \text{ \AA}$  von der Oberfläche mit einer  $\delta$ -Dotierung versehen wurde. Sonst wurde sie identisch behandelt und die FKO unterhalb  $840 \text{ nm}$  sind darum auch identisch zu denen der in Abb. 2.9 gezeigten, bei  $T_s^{\text{InAs}} = 420^\circ$  gewachsenen Quantenpunkt-Probe. Im Bildeinsatz links oben sind die Bandkantenverläufe der Probe schematisch dargestellt. Daraus läßt sich auch erkennen, daß der hinzugekommene, höherfrequente FKO-Spektralanteil (II) bei  $E_G^{\text{GaAs}}$  von der Bandverbiegung in der Pufferschicht aus der Tiefe der Probe stammt. Die zugehörige Feldstärke  $\mathcal{E}_{II}$  ist ungefähr nur ein Drittel der durch das Ferminiveaupinning hervorgerufenen Randflächenfeldstärke  $\mathcal{E}_I$ . Im rechten Bildteil sind die beiden mit  $90^\circ$  Phasenverschiebung gegeneinander gemessenen Spektren aufgetragen und es wird deutlich, daß die Anteile I und II (gekennzeichnet durch die so benannten Linien) auf diese Art getrennt werden können. Die zwischen I und II herrschende Phasendifferenz beträgt bei der gegebenen Frequenz des Störsignals ca.  $20^\circ$ . Man könnte nun als Phase des Lock-In eine zu den aus dem Phasendiagramm abgeleiteten Phasenwinkeln  $90^\circ$  verschobene Phase wählen und solcherart einen Spektralanteil gänzlich unterdrücken.

Ausschlaggebend ist die zeitliche Verschiebung der Reflektanzänderung gegen die Phase des Störsignals. Die angeregten Elektronen-Loch-Paare gelangen durch elektrische

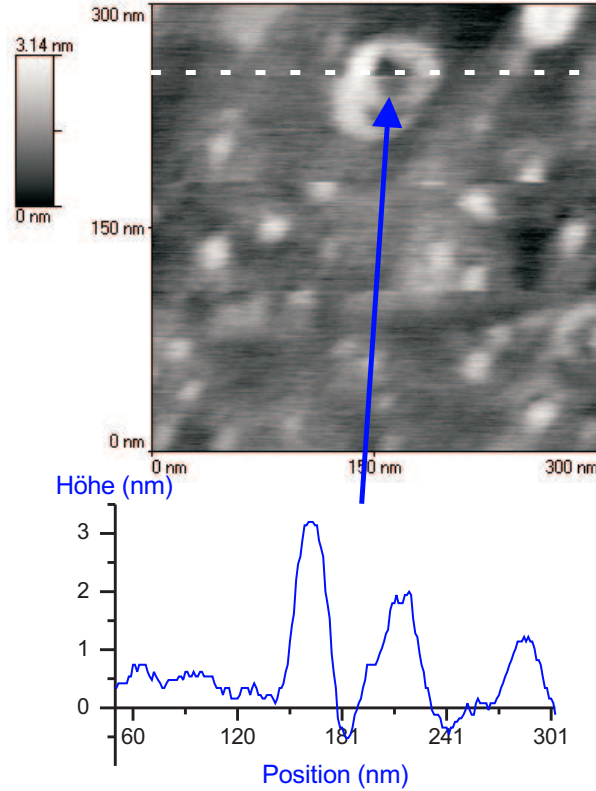


Abb. 2.21: Nach 300 s Ätzzeit aufgelöster Superdot mit Höhenprofil des entstandenen Kraters. Eine lokale Durchätzung der InAs Schicht an der Position des relaxierten Dots bis zum Substrat wird deutlich.

Felder, Konzentrationsgradienten oder den intrinsischen Bandkantenverlauf in verschiedenen Probentiefen, wo sie die Reflektanz modifizieren.

Das mit einem Lock-in gemessene Signal kann als Vektorrepräsentation zwischen dem Signal des Streulichts (*x-in Phase*) und verschoben um  $\pi/2$  (*y-außer Phase*) in einem komplexen Phasendiagramm aufgezeichnet werden:

$$\frac{\Delta R}{R}(E)|_{\theta}^j + i \frac{\Delta R}{R}(E)|_{\theta+90}^j = r_j(E) e^{i\delta_j(E)}. \quad (2.4)$$

$\delta$  ist die energieabhängige Phasenverzögerung und ist i.a. verschieden für verschiedene Spektralanteile  $j$ . Jeder Phase  $\delta_j$  des PR-Signals kann auch eine Zeitkonstante  $\tau_j$  zugeordnet werden:

$$\tau_j = \frac{1}{2\pi\omega} \tan \delta_j. \quad (2.5)$$

Dabei soll  $\omega$  die Frequenz des Modulationssignals sein.

Der in Abb. 2.22 vorhandene spektrale Anteil III unterhalb  $E_G^{GaAs}$  hatte eine noch größere Phasenverschiebung als Anteil II. Denselben spektralen Anteil finden wir (vgl. Abb. 2.23) auch in allen unseren unbedeckten Quantenpunkt-Proben. Wegen seiner spektralen Position und dem Zusammenhang mit dem Vorhandensein des InAs rechnen wir diesen dem InAs zu. Es gibt bisher recht wenige Autoren, die zu Photoreflexionsmessungen an Quantenpunkten berichtet haben<sup>139, 140)</sup> und unseres Wissens nach gab es bisher keine andere entsprechende Arbeit zu unbedeckten Quantenpunkten außer<sup>115)</sup>. Optische Messungen an unbedeckten QD gestalteten sich in der Vergangenheit stets schwierig<sup>85)</sup>.



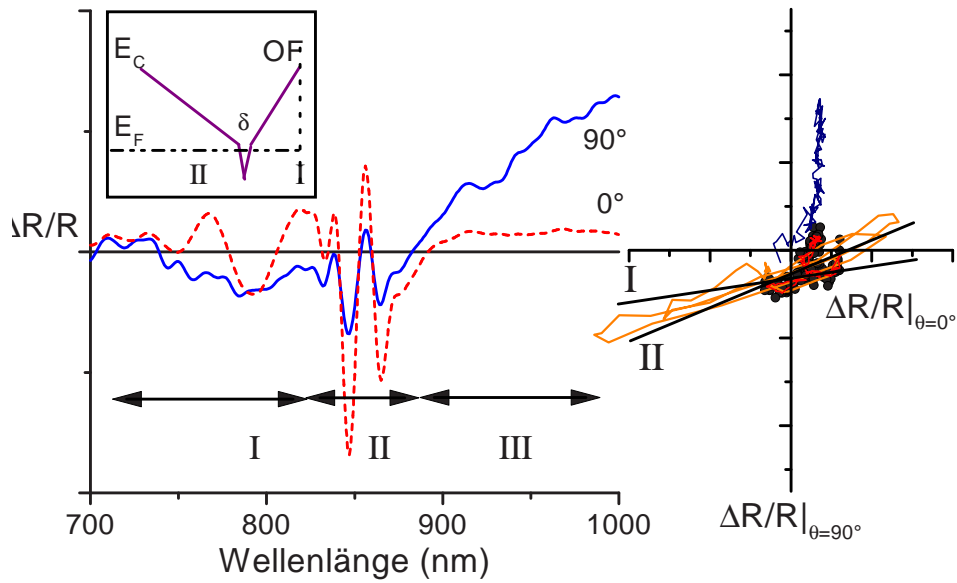


Abb. 2.22: RT-PR an einer Probe mit zwei Feldern I und II, die wie im linken oberen Bildteil angedeutet durch eine Deltadotierung in der ansonsten undotierten Probe hervorgerufen werden. Rechts) sind die beiden Spektren gegeneinander aufgetragen.

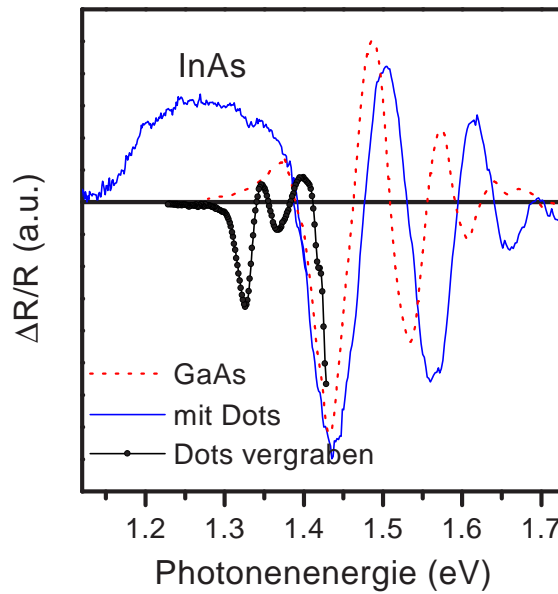


Abb. 2.23: RT-PR an einer Probe mit und einer ohne Quantenpunkte im Vergleich mit dem Signal einer Probe mit vergrabenen Quantenpunkten. Die Übergangswahrscheinlichkeiten beim InAs sind im Falle vergrabener Dots deutlich erhöht.

Dies wird auch im Kapitel 6 beschrieben. In Abb. 2.23 ist mit einem Vergleich zwischen unbedeckten und bedeckten Dots gezeigt, daß ein Nachweis vergrabener Quantenpunkten leichter gelingt.

Wir haben das InAs-Signal unbedeckter Quantenpunkte unterhalb 1.4 eV untersucht.

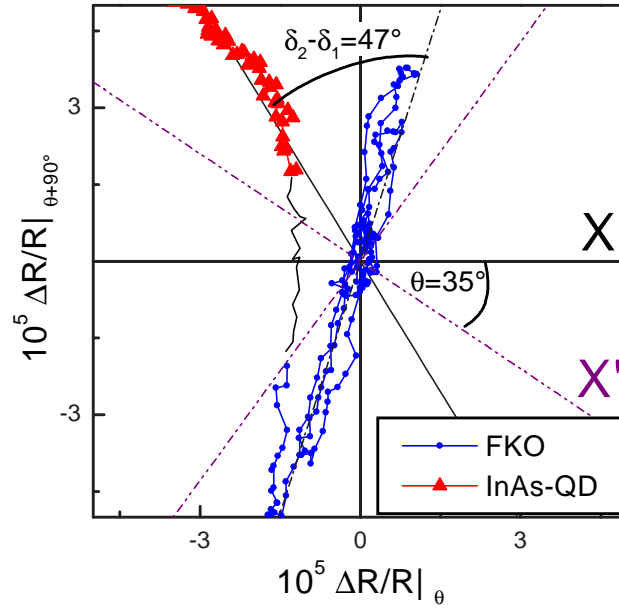


Abb. 2.24: Komplexes Phasendiagramm der RT-PR bei  $\omega = 950$  Hz einer Quantenpunkt-bedeckten Probe mit zwei deutlich unterschiedlichen Zeitkonstanten. Das Koordinatensystem  $X'$  gibt den Fall an, daß die Lock-In-Phase identisch zur Modulation ist. Die unterschiedlichen Spektralanteile des PR-Spektrums wurden mit verschiedenen Symbolen unterschieden.

Komponente des PR-Signals	$\tau_j(s)$
FKO niedriges $T_S$	$6.7 \times 10^{-6}$
FKO hohes $T_S$	$4.2 \times 10^{-6}$
InAs niedriges $T_S$	$1.5 \times 10^{-4}$
InAs hohes $T_S$	$2 \times 10^{-4}$

Tabelle 2.2: Zeitkonstante der Modulation der einzelnen Spektralanteile der RT-PR von Quantenpunkt-Proben mit vorwiegend kleinen bzw. großen Quantenpunkten.

In Abb. 2.24 ist das komplexe Phasendiagramm der Messung bei  $\omega = 950$  Hz gegeben. Außerdem ist darin angedeutet, daß unsere Messungen vor der Phasenanalyse in ein anderes Koordinatensystem  $X'$  abgebildet werden müssen. Das wird dann notwendig, wenn man mit dem Lock-In nicht bei  $0^\circ$  Phasenverschiebung gegen das Streulicht der periodischen Störung mißt. Die Phasenverzögerung  $\delta^{InAs}$  zur Phase des Streulichts ist zwei Größenordnungen größer als die der FKO. Die Werte für die Phasenverzögerung finden sich in Tab. 2.2.

Die längsten Phasenverzögerungen finden wir für die Signalkomponente, die mit den großen Quantenpunkten (hohes  $T_S$ ) in Verbindung steht. Wir interpretieren dies als indirekte Folge des Einfangs und der Emission der Elektronen-Loch-Paare durch die Quantenpunkte. Es soll aber darauf hingewiesen werden, daß typische Relaxationszeiten in der Größenordnung 500 ps liegen und nicht mit den  $\tau_j$  verwechselt werden dürfen.



## **2.5 Diskussion und Schlußfolgerungen**

Zusammenfassend für dieses Kapitel kann gesagt werden, daß wir ein recht gutes Verständnis für die Entstehung von QD und die Phase des Überwachsens entwickelt haben. Die Quantenpunkte entwickeln sich in längeren Formierungszeiten hin zu einer Gleichgewichtsgeometrie mit polaren, eventuell  $\{111\}$ -Facetten. Durch ihre Neigung zur Clusterbildung (Ostwaldreifen) jedoch entstehen bei längeren Formierungszeiten bei niedrigen und höheren Wachstumstemperaturen nicht gewünschte ‚Superdots‘. Das Überwachsen kann man sich zunächst als ein planares Auffüllen der Inselzwischenräume vorstellen. Wenn die Dicke der überwachsenden Schicht in die Größenordnung der Höhe der vorher unbedeckten Quantenpunkte kommt, finden wir bereits bedeckte Dots mit einer deutlichen Aufrauung der Wachstumsfront, höchstwahrscheinlich verursacht durch die an der Spitze der Dots besonders starken Spannungsfelder. Die damit einhergehende Abflachung der Geometrie der bedeckten Dots im Vergleich mit der der unbedeckten zeigt das Vorhandensein eines Materialtransports in der Phase des Überwachsens.

Das Bedecken einer GaAs-Oberfläche mit InAs-Quantenpunkte und das nachfolgende Überwachsen verursacht eine zweimalige Veränderung der Position des Fermi-niveaupinning. Zunächst wird das Fermi-niveau um 250 meV tiefer in das Bandgap verschoben und nach vollständiger Bedeckung der Dots zum Wert der GaAs-Referenz zurück. Dieses überraschende Ergebnis wird von uns als Folge der unbedeckten Facetten der Quantenpunkte interpretiert.

Wir haben über diesen indirekten Weg hinaus das vom InAs stammende PR-Signal diskutiert und den selektiven Abtrag der InAs-Inseln mit Naßchemie näher beschrieben.

# Kapitel 3

## Das Heterosystem InAs/GaAs: Elektronentransport in Quantenpunkt-Schichten

In diesem Abschnitt soll der Einfluß von Quantenpunkten in leitenden Kanälen auf deren Leitfähigkeitseigenschaften diskutiert werden. Während es eine große Zahl von Arbeiten zu den optischen und strukturellen Eigenschaften von Quantenpunkten gibt, ist der Teil, der sich der Untersuchung des elektronischen Transports widmet, überschaubar.

Der Elektronentransport kann durch die Quantenpunkte hindurch gehen oder durch sie beeinflusst werden. Die erste Form würde direkt abhängig von den Quanteneigenschaften sein, während letztere ein 2-D-System mit einer 0-D-Störung darstellt. Der erste Fall wird in Kapitel 5 diskutiert, letzterer soll Thema dieses Kapitels sein.

Es soll zunächst vorausgeschickt werden, daß es zwei Modelle für den Transport in Heterosystemen mit eingebetteten Quantenpunkten gibt. Quantenpunkte sind als 0-D-Systeme nicht unmittelbar ‚leitfähig‘, da sie zunächst kontaktiert werden müssen. Die beiden angesprochenen Modelle für den Elektronentransport *entlang* von Quantenpunkten sind

- Die Quantenpunkte haben über ihre chemischen Grenzen hinausreichende Elektronen-Wellenfunktionen, die für angeregte Niveaus eine Kopplung benachbarter Quantenpunkte erlauben. Der Transport findet dann **in** den Quantenpunkten statt<sup>66)</sup> und behandelt eine Art ‚verschmutztes‘ 2-D System.
- Die Quantenpunkte koppeln nicht oder kaum. Die Leitfähigkeit rührt aus der 2-D ‚wetting layer‘ her. Diese kann als superdünner Quantengraben betrachtet werden und die Quantenpunkte als Potentialfluktuationen darin. Die Störung ist nicht klein und darum die klassische Störungstheorie nur bedingt anwendbar<sup>44)</sup>.

### 3.1 Vorbemerkungen

Die Entdeckung selbstgeordneter Quantenpunkte ist nicht älter als 10 Jahre. Vorhergehende Untersuchungen an Quantenpunkten waren aufgrund der Größenbeschränkung der lithographischen Methoden auf Quantenpunkten im Mikrometer/Submikrometerbereich beschränkt<sup>141)</sup>. Für diese bestand jedoch andererseits kein Problem in der Kontaktierung,

da sie eben häufig nicht durch chemische Grenzen sondern durch Gate-Potentiale definiert waren.

Mit dem Übergang zu den selbstorganisierten Nanostrukturen ergeben sich neue Anforderungen an die Lithographie. Selbst wenn sie denn in diese Größenordnung vorstoßen könnte, so würde die Kontaktierung von einzelnen Quantenpunkten noch immer von ihrer nicht-regelmäßigen Anordnung verhindert werden.

Wege, sich ausgesuchten Quantenpunkte dennoch zu nähern, sie also zu kontaktieren, gibt es einige.

1. Einbau in Dioden mit weniger als  $1 \mu\text{m}^2$  Grundfläche.
2. Einbau in CCD.
3. Tunnelströme durch Rastertunnelmikroskope.
4. Platzierung nahe leitfähiger Kanäle.
5. Platzierung in leitfähigen Kanälen.

Mit Dichten in der Größenordnung  $100\text{-}1000 \mu\text{m}^{-2}$  kann man in geätzten, vertikalen Submikronstrukturen (Punkt 1), die typisch eine Ausdehnung von  $1 \mu\text{m}$  haben, eine gewisse Anzahl von Quantenpunkten auswählen. Die Quantenpunkt-Schicht liegt dann gewöhnlich im Raumladungsbereich einer Diode und man realisiert z.B. resonantes Tunneln durch die intrinsischen Zustände. Es wurden jedoch auch räumliche Beschränkungen durch sogenannte *split-gate* Strukturen geschaffen<sup>142)</sup>.

Für die Verwendung als Infrarotdetektor oder als Speicher<sup>143, 144, 145)</sup> bzw. für spektrometrische Zwecke<sup>96)</sup> wurden Strukturen entwickelt und untersucht, die Dotschichten mit Quantengraben-Strukturen koppeln ließen (Punkt 4). Dabei wird im allgemeinen mit tiefen Temperaturen gearbeitet, damit die geladenen Quantenpunkte (mit 2-10 Elektronen je Quantenpunkt) nur durch eine von außen angelegte Spannung oder durch Lichtpulse über den Quantengraben ausgelesen werden können und nicht durch thermionische Emission vorher entfliehen. Eine energiedispersive Arbeitsweise ist über die Größenverteilung des Quantenpunkt-Ensembles gewährleistet.

In vergleichsweise wenigen Untersuchungen wurden die Punkte in einen leitfähigen Kanal plziert (Punkt 5) bzw. wurde beachtet, daß eine Leitung über die Benetzungsschicht möglich ist. Noda *et al*<sup>146)</sup> untersuchen die Beeinflussung der Beweglichkeit in einem GaAs-Quantengraben durch eine sehr dünne InAs-Schicht. Es wurde (entgegen der Erwartung für 2-D InAs!) eine Erniedrigung für eine geschlossene Monolage gefunden sowie eine weitere Erniedrigung bei Submonolagenbedeckung durch die Streuung der Elektronen an den Potentialsenken der InAs-Inseln. Von Müller<sup>147)</sup> wurde in einer FET-Struktur die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Quantenpunkt-Dichte bzw. Ladungsträgerdichte untersucht. Die Quantenpunkt-Schicht liegt hier dezentral zur Elektronenwellenfunktion der ungestörten Referenzstruktur. Konsistent mit den Erwartungen verringert sich die Beweglichkeit für steigende Dotdichten und wird größer für steigende Ladungsträgerdichten (es bleibt unklar, ob alle Proben Quantenpunkte enthalten). Wird die Quantenpunkt-Dichte zu hoch (höher als das inverse Quadrat der Abschirmlänge  $\lambda_S^{-2}$  im Elektronengas), so tritt eine Sättigung dieses Effekts ein.  $\lambda_S$  ist konstant für ein 2-D-System<sup>148)</sup> und die Autoren schätzen ihre Quantenpunkt-Dichte aus dem entsprechenden Wert ab ( $\lambda_S = 32\text{nm} \rightarrow \text{Dotdichte } 4.7 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ ).

### 3.2 InAs-Quantenpunkte in einer GaAs-Matrix

Wir wollten den Einfluß von Nanostrukturen auf die Transporteigenschaften untersuchen. Um Oberflächeneinflüsse durch das Fermi-niveaupinning der GaAs-Oberfläche auszuschließen und außerdem eine Aufsummierung der Effekte zu erreichen, untersuchten wir multiple Heterostrukturen (MHS), in denen InAs-Schichten verschiedener nomineller Dicke eingebettet sind. Dabei wurden zwei Wachstumstemperaturen für das InAs gewählt, die am oberen Ende ( $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$ ) und am unteren Ende ( $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$ ) der Temperaturskala liegen, wo Quantenpunkt-Wachstum möglich ist ohne in einen Bereich mit In-Segregation zu kommen<sup>146)</sup>. MHS haben darüber hinaus auch den Vorteil, daß sie besonders einfach als Supergitter mittels Röntgendiffraktometrie ausgewertet werden können (siehe auch 1.4.1).

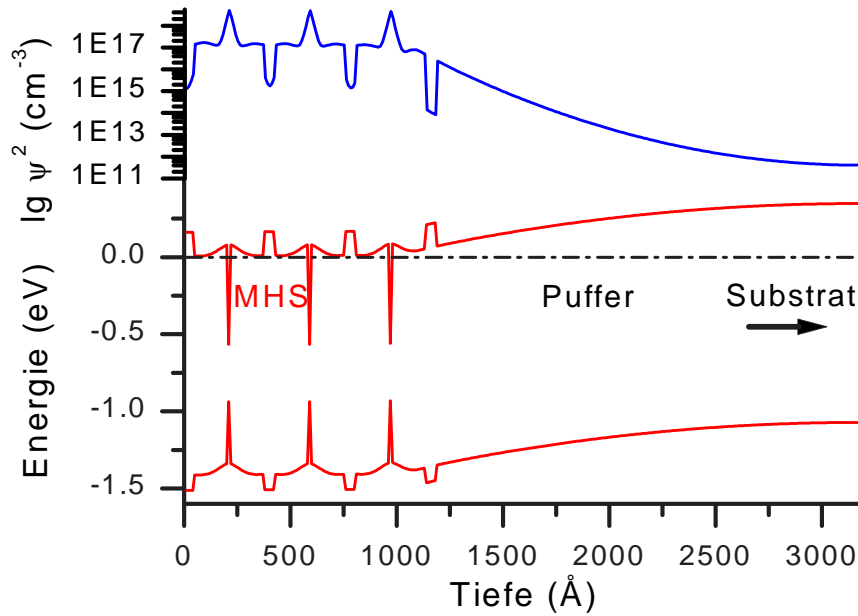


Abb. 3.1: Bandprofil und Ladungsträgerverteilung in Substratnähe einer von uns untersuchten MHS mit InAs-Schichten in einem modulationsdotierten, breiten GaAs-QW mit  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -Barriere.

**Wachstum** Die Substrate wurden vor der Einschleusung in die MBE der Standard-Säuberungsprozedur unterzogen und in einer Ätze bestehend aus  $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  im Mischungsverhältnis 16:1:2 für zwei Minuten gereinigt. Die MHS wurden auf undotierten, nominell (100)-orientierten GaAs-Substraten gewachsen. Nach der Desorption der Oxidschicht, während der ein Gasfluß von 1.2 sccm  $\text{AsH}_3$  die Oberfläche stabilisierte, wurde eine 100-150 nm dicke GaAs-Pufferschicht bei  $T_S \approx 565^\circ\text{C}$  gewachsen. Die bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsenen MHS-Proben bestehen aus 14 Perioden, in denen sich Blöcke modulationsdotierten GaAs mit kurzen Abscheidungsphasen für InAs-Schichten abwechseln. Ein GaAs-Block besteht aus 3 nm GaAs, 24 nm GaAs:Si ( $n = 5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ) und 3 nm GaAs, daß bei  $T_S \approx 545^\circ\text{C}$  abgeschieden werden, gefolgt von 3 nm GaAs bei  $T_S \approx T_S^{\text{InAs}}$ . Das InAs wird nach einer kurzen Pause zur Glättung der Wachstumsfront bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsen. Nach einer längeren Pause (20s) wird das InAs bei derselben Temperatur mit einer 3 nm dicken GaAs-Schicht fixiert. In einem 110 s währenden Aufheizschritt wird die Wachstumstemperatur des GaAs wieder eingestellt. Die bei

$T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsenen MHS-Strukturen unterscheiden sich in einigen wesentlichen Punkten. Zum einen wurden nur 10 Perioden verwendet. Dann befindet sich die bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$ -gewachsene InAs-Schicht mittig in einem GaAs-QW, der insgesamt 25 nm dick ist. Begrenzt wird er von 10 nm dicken  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barrieren ( $x=0.2$ ). Das GaAs ist zu beiden Seiten der InAs-Schicht getrennt durch eine 5 nm dicke, undotierte Schicht über 5 nm Si-dotiert mit  $n \approx 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Die Wachstumspausen zur Erreichung der InAs-Wachstumstemperaturen sind hier nur 40 s. Beide Probenarten wurden mit einer Deckschicht von 5 nm GaAs:Si ( $n = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) abgeschlossen, die der besseren ohmschen Kontaktierung dienen soll.

Die Proben dieser Untersuchung gehorchen der Bedingung für die Abscheidungszeit  $t_{\text{InAs}} \leq 2t_C$ . Die Zeit  $t_C$  zum Wachsen der kritischen Schichtdicke  $d_C$  wird über den charakteristischen Übergang des RHEED-Musters definiert, wie er in 2.2 beschrieben wurde. Die Schichtdicke erhält an der Stelle einen erweiterten Begriff, der durch Abb. 3.2 illustriert werden soll. In der Abbildung ist reduziert auf 2 Dimensionen eine InAs (weiße Kugeln)-GaAs (graue Kugeln) Heterostruktur dargestellt, die unter 3-D bzw. 2-D-Abscheidungsbedingungen hergestellt wurde. Die Menge des InAs ist konstant. Das soll unter dem Begriff äquivalente Schichtdicke verstanden werden.

In Abb. 3.1 ist ein Ausschnitt aus einer Modellstruktur mit  $d_{\text{InAs}} = 5 \text{ \AA}$  als Resultat einer Simulationsrechnung<sup>20)</sup> dargestellt. Die Oberfläche wurde hier ausgespart. Die vom Substrat kommende Bandverbiegung ist nach der ersten Periode ausgeglichen. Die Konzentrationen freier Ladungsträger im Bereich der InAs-Schichten sind mehr als eine Größenordnung größer als im dotierten GaAs.

InAs wird wegen seiner guten Leitfähigkeitseigenschaften (siehe Tabelle B.1) traditionell eingesetzt, wenn hohe Beweglichkeiten erreicht werden sollen. Es hat eine sehr kleine Bandlücke, wodurch in Heterostrukturen ein hohes Ladungsträger-Confinement gesichert ist. Wie aber in Abb. 1.6 deutlich wurde, gibt es kein Substrat mit passender Gitterkonstante. Wächst man InAs auf GaAs, so begrenzt das Maß der Gitterfehlانpassung die Schichtdicke, die man zweidimensional abscheiden kann. Geht man über die Dicke  $d_C$  hinaus, so kommt es zu plastischer Relaxation. Wir haben die Schichten in einem dreidimensionalen Wachstumsmodus (vgl. 1.3) abgeschieden, wodurch die kritische Schichtdicke  $d_C$  verglichen zu einer 2d-Abscheidung ansteigt.

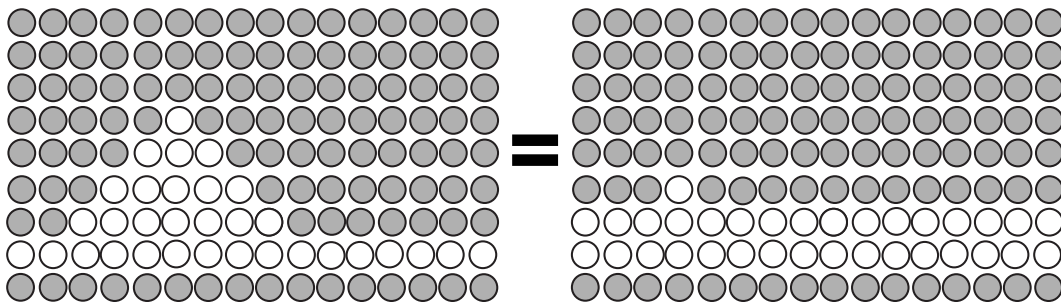


Abb. 3.2: Zum Begriff Schichtdicke: Zu einer Probe mit 3-D Morphologie (links) gibt es eine 2-D Probe (rechts) äquivalenter Bedeckung.

Zu dem Problem der Volumenerhaltung soll noch folgendes kurzes Gedankenexperiment skizziert werden. Wie wir aus Kapitel 2 wissen, besteht die InAs-Schicht aus einer 1.5 ML dicken Benetzungsschicht und aus den Quantenpunkten, die hier als kreske-

gelförmig angenommen werden sollen. Das Gesamtvolumen einer Dot-Anordnung wie in Abb. 3.3 berechnet sich anteilig aus der Benetzungsschicht und den N-Quantenpunkten mit  $V = V_{2D} + NV_{Dot}$ . Die Quantenpunkte mögen oberhalb der Benetzungsschicht eine laterale Ausdehnung von  $2R=10$  nm und eine Höhe  $h=5$  nm haben. Das Dotvolumen  $V_{Dot} = \pi R^2 h/3$  beträgt dann  $1.31 \times 10^{-7} \mu\text{m}^3$  und das  $V_{2D}$  ist  $4.5 \times 10^{-4} \mu\text{m}^3$ . Um also dasselbe InAs-Volumen wie bis zur kritischen Schichtdicke zu wachsen ( $t = 2t_C$ ), müßte man eine Quantenpunkt-Dichte von  $3500 \mu\text{m}^{-2}$  erreichen. Nimmt man dagegen einen semisphärischen Dot ( $V_{Dot} = \pi h(3a^2 + h^2)/6$ ) derselben Ausdehnung  $2 \times a$  mit derselben Höhe  $h$  an, so reichen 1750 Dots/ $\mu\text{m}^2$  aus, was ein realistischer Wert ist (der Flächenbedeckungsgrad ist dann ca. 14%).

Die *äquivalente Schichtdicke* bzw. *nominelle Bedeckung*, wie sie weiter im Text verwendet wird, bedeutet in dem Sinne das im Zeitraum  $t$  abgeschiedene InAs.

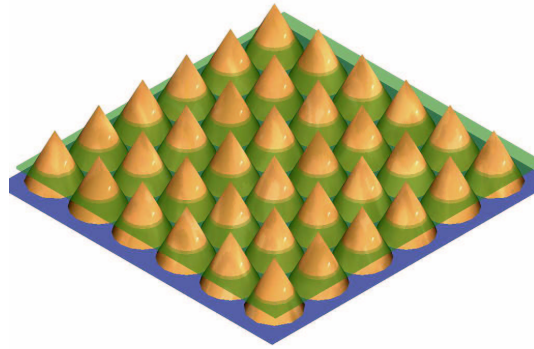


Abb. 3.3: Ideal geordnetes Dot-Ensemble mit gegen 0 strebender Verschmierung der Größenverteilung. (mit freundlicher Erlaubnis U. Müller)

Im folgenden wollen wir zuerst den Nachweis führen, daß die verwendeten Wachstumsmodi dreidimensional sind (Abschnitt 3.2.1).

Danach werden in 3.2.2 die Ergebnisse der DC-XRD Messungen an den MHS diskutiert. Eine notwendige Eigenschaft für die Anwendbarkeit des Konzepts einer äquivalenten Schichtdicke ist, daß integral arbeitende Meßmethoden das Modell adäquat widerspiegeln sollten. Wir haben eine Reihe von Proben mit ansteigender Abscheidungszeit  $t_{\text{InAs}}$  mit Röntgenbeugung auf ihre Struktur analysiert.

Im Abschnitt 3.2.3 sollen kurz die optischen Eigenschaften der Schichten dargelegt werden.

Das Ansteigen der effektiven Schichtdicke vergrößert auch die Zahl besetzbarer Zustände im Bereich der InAs-Schichten. Dabei kommt es zu einem Ladungsträgertransfer von den Donatoren in die Potentialsenke des InAs. Die reduzierte Fremdionenstreuung (IIS; engl. „ionized impurity scattering“) und die superioren Leiteigenschaften des InAs können zu einer Erhöhung der Beweglichkeit dieses Teils der Ladungsträger führen<sup>149</sup>). Elektronenwellenlängen sind gewöhnlich in der Größenordnung der typischen Abstände der entstehenden 3-D Morphologie. Darum werden Elektronen an den Inseln streuen, was die Beweglichkeit herabsetzt. Dieser Teil der Untersuchungen befindet sich in Abschnitt 3.2.4.



### 3.2.1 Strukturanalyse an InAs-Quantenpunkt-enthaltenden GaAs-MHS mittels Transmissionselektronenmikroskopie

Es wurden Quantenpunkte einer äquivalenten Bedeckung von  $d_{\text{InAs}}=2.5$  ML mit TEM-Ebenenschnitten (*plan view*) untersucht.

Ein Beispiel einer solchen Aufnahme war mit Abb. 1.18 gegeben. Die Bilder von bei 420, 460 und 500°C gewachsenen Proben wurden bzgl. der Dichte, lateralen Ausdehnung, Nächste-Nachbar-Abständen und Ausrichtungen der Quantenpunkte bzgl. der Kristallachsen analysiert. Wie in Abb. 1.18 gezeigt, finden wir eine ähnliche Dichte-Wachstumstemperatur-Beziehung wie Xie *et al.*<sup>42)</sup>. Mit fallendem  $T_S$  steigt die Dichte der Quantenpunkte stark an und erreicht für die niedrigsten  $T_S^{\text{InAs}}$  einige  $10^{11}\text{cm}^{-2}$ .

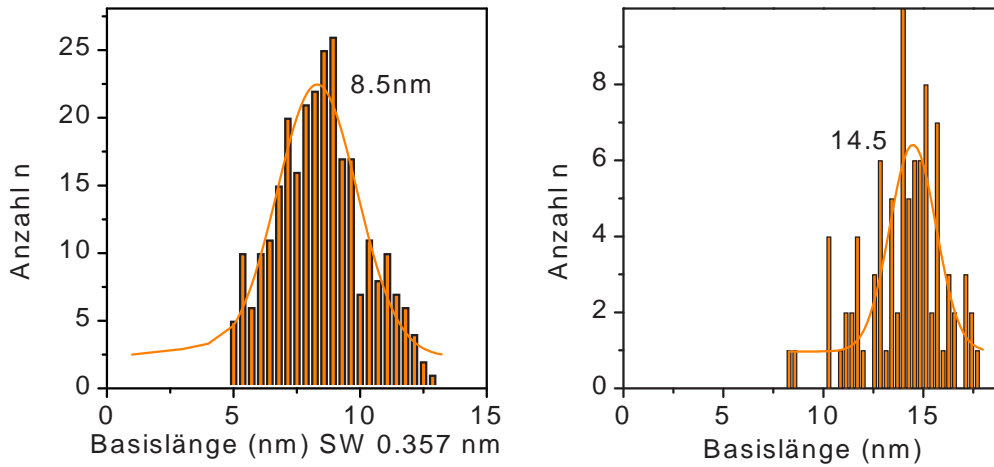


Abb. 3.4: Vergleich der Größenverteilung für bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  (links) und bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsene Quantenpunkte. Größere Quantenpunkte entstehen bei höheren Temperaturen.

Gleichzeitig wurde anhand der Verspannungskontraste die Basislänge  $L$  (Pyramidengrundkante, Durchmesser) der Quantenpunkte abgeschätzt. Für die niedrigen  $T_S$  ergeben sich sehr kleine Quantenpunkte mit  $L \approx 9$  nm und für die hohen  $T_S$   $L=14.5$  nm. Diese Ergebnisse sind noch einmal in den Histogrammen in Abb. 3.4 dargestellt. Daraus wird auch ersichtlich, daß für die kleinen Quantenpunkte die Breite der Verteilung sowohl absolut als auch relativ größer ist. Außerdem gibt es eine minimale Quantenpunkt-Größe von  $L=5$  nm.

Anhand der Abbn. 3.5 und 3.6 kann man Aussagen zur Anordnung der Quantenpunkte zueinander machen. Als Bezugsachsen wurden gleichberechtigte  $\langle 110 \rangle$  Achsen gewählt und die Winkel der nächsten Nachbarn bestimmt. Für die bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsenen Proben scheint es eine leichte Bevorzugung dieser Kristallrichtung zu geben (Maximum bei  $0^\circ$ ) während man eine solche Aussage für  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  nicht treffen kann. Da in beiden Fällen nominell exakt (001) orientierte Substrate verwendet wurden, ist eine Vorzugsrichtung durch die Unterlage ausgeschlossen. Grundmann *et al.*<sup>150)</sup> finden für ihre Proben eine weit deutlichere Ausrichtung der Punkte verbunden mit Basiskanten entlang dieser Richtungen. Wir interpretieren das Auftreten einer Vorzugsrichtung mit der Interaktion der Verspannungsfelder benachbarter Quantenpunkte bei ausreichend hoher Dichte. Die hohe Dichte widerspiegelt sich auch in den nächsten Nachbarabständen. Diese hat für die kleinen Quantenpunkte ein deutliches Maximum, während die Anordnung der großen Dots streut.



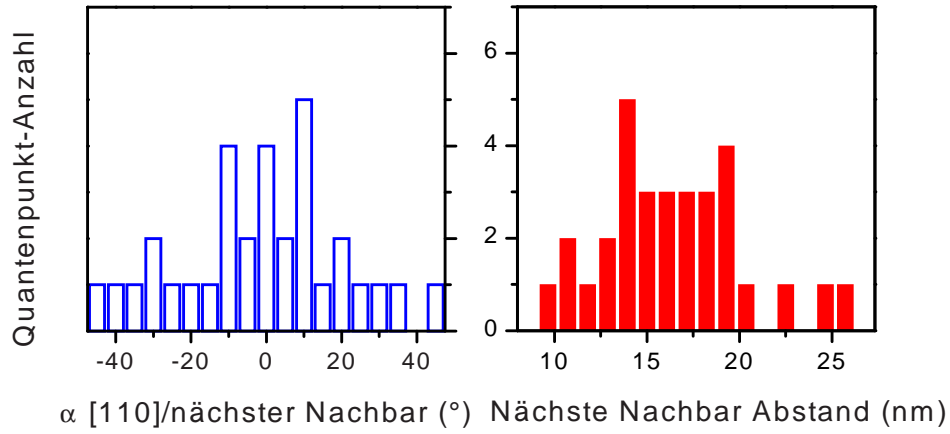


Abb. 3.5: Nächste-Nachbar-Abstände und Ausrichtung für bei  $T_S^{InAs} = 420^\circ\text{C}$  gewachsene Quantenpunkte.

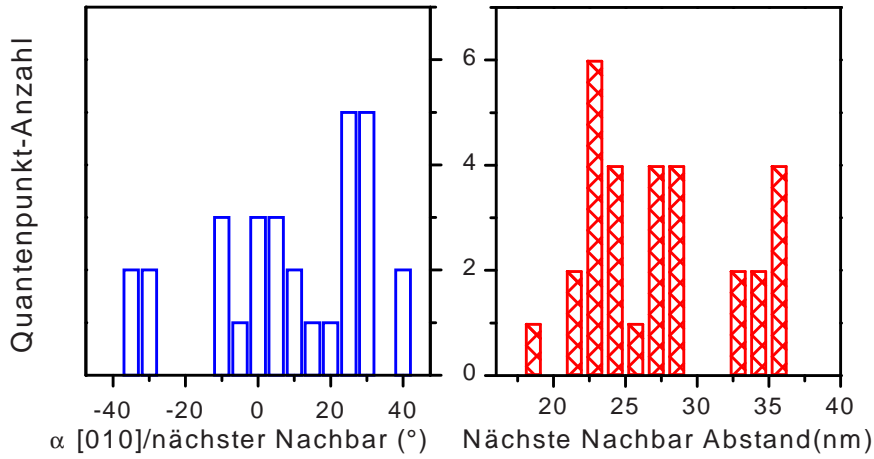


Abb. 3.6: Nächste-Nachbar-Abstände und Ausrichtung für bei  $T_S^{InAs} = 500^\circ\text{C}$  gewachsene Quantenpunkte.

### 3.2.2 Strukturanalyse an InAs-Quantenpunkt-enthaltenden GaAs-MHS mit Röntgenbeugung

Ziel dieses Abschnitts soll nicht die Untersuchung der MHS-Proben auf Eigenheiten der Röntgenbeugungsspektren (XRD) hinsichtlich der Quantenpunkte sein, sondern die Beschreibung des integralen Effekts der Verspannung, die durch das pseudomorph gewachsene InAs in die Probe getragen wird. XRD von einem Arrangement selbstgeordneter Quantenpunkte wird sowohl von inneren und äußeren Spannungen beeinflusst, wie auch von der Form und Anordnung der Dots. Die kohärenten Überlagerungen in den XRD-Spektren der MHS enthalten keine Information über die Dots, sondern die diffuse Streuung<sup>151)</sup>, die nur über das Mappen des reziproken Raums zugänglich ist (siehe 1.4.1).

Ein besonderer Aspekt ist hier auch die Kontrolle der Qualität unserer Proben, da wir eine Zeit mit dem Problem der Zeitstabilität unseres Wachstumsprozesses konfrontiert waren (siehe 1.1.2). Dies trifft insbesondere auf die bei  $T_S^{InAs} = 420^\circ\text{C}$  gewachsenen Proben zu. Abgesehen davon ist die Reproduzierbarkeit der Wachstumsergebnisse auch im ‚Normalbetrieb‘ eine Streitfrage. Mögliche Abweichungen können verschiedenste Ursa-

chen haben:

- Substratpräparation einschließlich Desorption,
- Substratorientierung, verschiedene Chargen,
- fehlende Rotation während Abscheidung, RHEED-Strahl-Aktivierung, Nullpunktsfluktuationen des Massenfluß-Kontrollgeräts,
- Entleerung eines Tiegels
- zunehmende Schichtdicke während des Wachstums und dadurch Änderung der effektiven Substrattemperatur  $T_S$ ,
- inhomogene Abstrahlung der Substratheizung, Wachstum auf unterschiedlichen Substrathaltern.

Manche dieser Fehlerursachen haben eine Zeitkonstante, die die Reproduzierbarkeit von Probe zu Probe gefährdet, andere eine kürzere, die selbst Inhomogenitäten in einer Probe zuläßt.

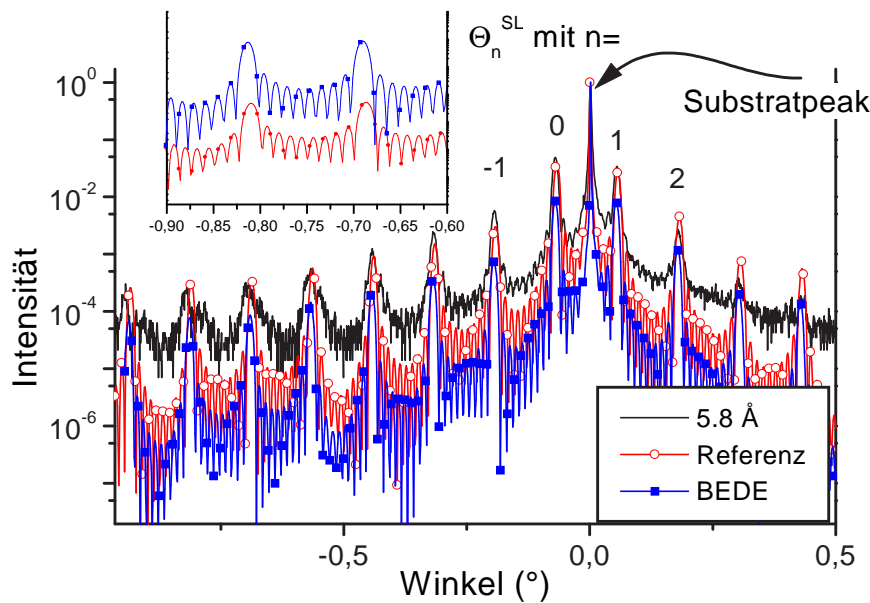


Abb. 3.7: Vergleich der BEDE-Simulationssoftware mit Ref.<sup>152)</sup> anhand des Beispiels einer typischen MHS mit  $d_{\text{InAs}}=5.8\text{\AA}$ .

**Spektrensimulation** Zunächst wurde die Übereinstimmung der kommerziellen Simulationssoftware der Firma BEDE<sup>153)</sup> mit einer auf den gleichen Formeln basierenden verglichen<sup>152)</sup>, die anders als<sup>153)</sup> die Elastizitätsmodule  $C_{11}$ ,  $C_{21}$  und  $C_{44}$  benutzt, anstatt sie aus dem Poissonverhältnis zu berechnen. Das Ergebnis dieses Vergleichs ist in Abb. 3.7 zusammen mit dem zugehörigen experimentellen Spektrum zu sehen. Die Übereinstimmung ist sehr gut und erst für große Winkel (siehe Bildeinsatz) beobachten wir gewisse Abweichungen, die aber für unsere Zwecke akzeptabel und darum nicht weiter Bestandteil der Diskussion sein sollen. Außerdem sind in Abb. 3.7 die Begriffe *Substratpeak* und

*SL-Peak*  $n$ -ter Ordnung anhand des Beispiels deutlich gemacht. Die dargestellte Probe ist eine mit einer InAs-Bedeckung von  $d_{\text{InAs}}=5.8 \text{ \AA}$  und wurde in beiden Fällen mit denselben Parametersätzen angepaßt (12 nm  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $x=0.2$  und 29 nm GaAs).

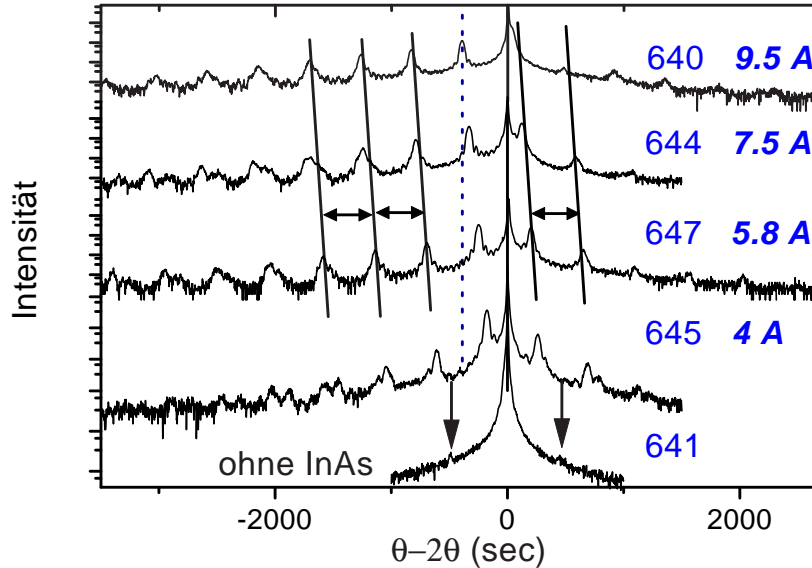


Abb. 3.8: Vergleich verschiedener 10-periodiger MHS mit bei  $T_{\text{S}}^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsenen Quantenpunkten. Gegeben sind auch die aus den Simulationen gewonnenen Bedeckungen  $d_{\text{InAs}}$  und die Probennummern.

**Wachsende InAs-Bedeckung** Im nächsten Bild 3.8 sind die experimentellen Spektren einer Reihe von bei  $T_{\text{S}}^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsenen InAs-Quantenpunkt-Proben mit der äquivalenten Bedeckung als Parameter gegenübergestellt. Außerdem sind die fortlaufenden Probennummern gegeben, denen zu entnehmen ist, daß die Proben in zeitlicher Nachbarschaft entstanden. Die Bedeckung wurde aus der Spektrensimulation gewonnen. Angefangen von  $0 \text{ \AA}$  (kein InAs- die beiden mit Pfeilen markierten Satelliten erscheinen aufgrund einer AlGaAs-Barriere) verschiebt sich der Satellitenpeak 0-ter Ordnung mit zunehmender Bedeckung weg vom Substratpeak. Die Dämpfung der Satelliten in diesen Proben ist recht hoch. Insbesondere für kleine Bedeckungen erscheinen eine Art Nebensatelliten, die wir als Indiz nehmen, daß gleichzeitig ausgedehnte Plateaus mit unterschiedlicher InAs-Monolagenbedeckung bestehen. Die Satelliten erlauben die Bestimmung der Periodenlänge. Im Bereich der SL-Peaks  $-3 \leq n \leq 1$  treten außerdem Pendellösungssoszillationen auf, die von den Phasenverschiebungen zwischen der gebeugten Welle der obersten Grenzflächen und der unteren Grenzfläche des Schichtpakets zum Substrat herrühren. Wären die Schichten nichtperiodisch, gäbe es diese nicht.

Eine interessante Tatsache ist auch, daß das Interferenzsystem um den (004) Reflex mit einer Phase von  $2\pi$  zyklisch verschiebt<sup>154)</sup>. Das bedeutet, daß die Spektren in einer gewissen Hinsicht vieldeutig sind. Durch die systematische Probenreihung entfällt die Unsicherheit jedoch.

Die Ergebnisse als Funktion der Abscheidungszeit aufgetragen (Abb.3.9) zeigen einen klaren linearen Zusammenhang zwischen der Zeit  $t_{\text{InAs}}$  und  $d_{\text{InAs}}$ . Das heißt, daß das Modell der äquivalenten Schichtdicke durch die Röntgenstrukturanalyse gedeckt ist. Diese Tatsache, daß insbesondere die nahe beim 0-ten Satellitenpeak gelegenen Strukturen von

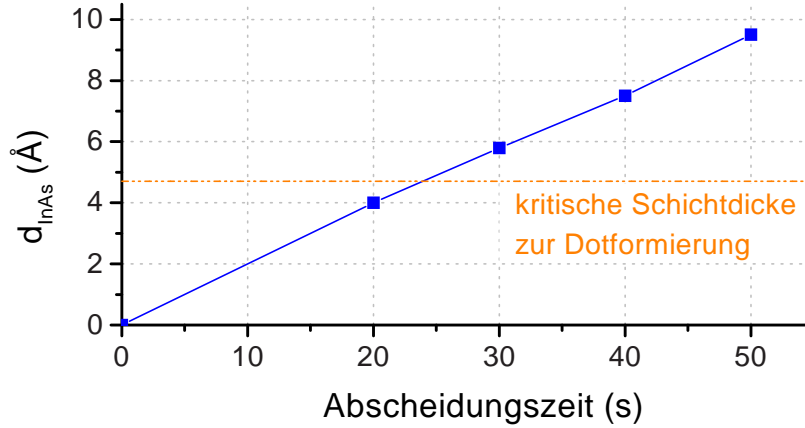


Abb. 3.9: Abhängigkeit der äquivalenten Bedeckung von der Abscheidungszeit bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$ . Der linear Zusammenhang unterstützt das in Abb. 3.2 gezeichnete Bild.

einem chemischen Mittel und nicht von der Submikrometergeometrie abhängen, finden wir z.B. auch bei Darhuber *et al*<sup>[155]</sup>.

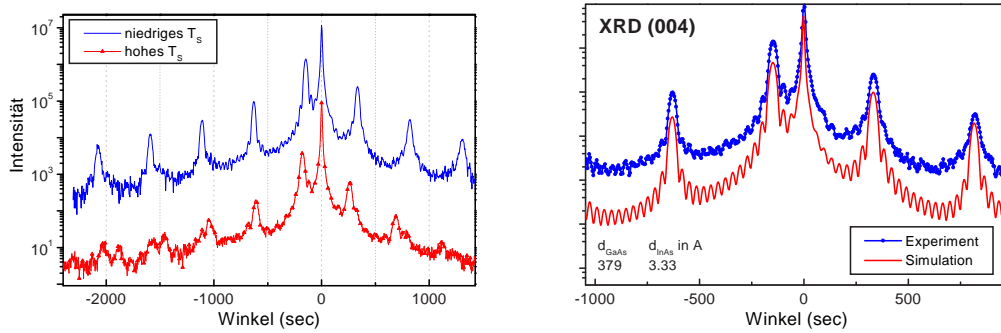


Abb. 3.10: Links) Bei verschiedenen  $T_S$  gewachsene InAs-MHS. Rechts) Anpassung der bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsenen Probe mit den gegebenen Parametern.

**Dotgrößen** Die im Vergleich zu den kleineren  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  viel stärkere Dämpfung der Satelliten der Proben, die bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsen werden, wird aus der Abb. 3.10 links ersichtlich. Beide Proben weisen eine subkritische Schichtdicke auf. Für die bei tiefen Temperaturen gewachsene Probe ergeben sich glattere Schichten, die eine schwächere Dämpfung der Satelliten zur Folge haben. Das liegt daran, daß die thermische Energie der Adatome zu gering ist, um zur Inselbildung notwendige Stufenkletterprozesse durchzuführen. Im rechten Bild ist die Anpassung dieser Probe mit 15 Perioden je 379 Å GaAs und 3.33 Å InAs. Trotz der bei dieser Probe aufgetretenen Zeitverzögerungen beim Wachstum ist die Reproduzierbarkeit von Periode zu Periode so gut, daß sehr klare Pendellösungssoszillationen auftreten, die auch hervorragend simuliert werden. Die im rechten Bildteil auftretenden geringen Verschiebungen der Pendellösungen gegen das Experiment können im zweidimensionalen Modell durch Zwischenschichten korrigiert werden. Solche Zwischenschichten sind durch In-Diffusion oder Segregation ins GaAs-Matrixmaterial vorstellbar.

Abschließend zu den Untersuchungen mit Röntgenbeugung seien in Abb. 3.11 noch zwei Spektren mit den zugehörigen Anpassungen für zwei Quantenpunkt-enthaltende

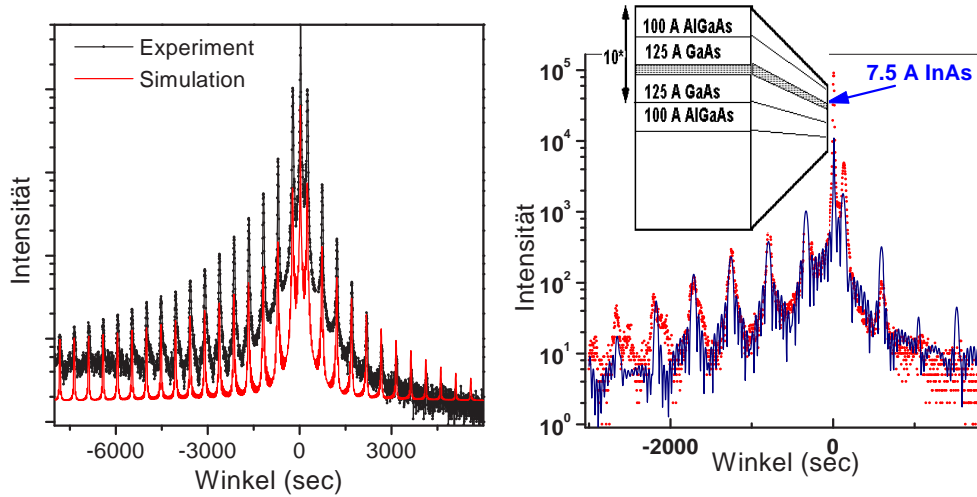


Abb. 3.11: Links) Bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsene Quantenpunkt-Probe mit Anpassung (15 Perioden). Rechts) Bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsene Probe mit Anpassung (10 Perioden).

Proben gezeigt, die bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  (links) und bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  (rechts) mit ähnlichen Bedeckungen gewachsen wurden. Die Erreichung von mehr als 15 Satelliten bedeutet bei nur 15 Perioden eine hervorragende Kristallqualität, obgleich die Probe mit ihrem Übergang zum 3-D Wachstum offensichtlich mehrere Kristallebenen zur Interferenzbildung anbietet. Die äquivalente Schichtdicke ist  $5.8 \text{ \AA}$ . Die Anpassung ist ebenfalls über den breiten Bereich sehr befriedigend. Für die rechts präsentierte Anpassung gilt das Gesagte mit der Einschränkung, daß wie bei der Probe mit subkritischer InAs-Dicke aus Abb. 3.10 ein Nebensatellit erscheint. Aus Simulationen wissen wir, daß solche lokalen Maxima auch auftreten können, wenn die Periodizität einmalig gestört ist, z.B. die 4. InAs-Schicht möge fehlen.

Es soll zusammengefaßt werden, daß wir das Bild einer äquivalenten Dicke mit der Röntgenstrukturanalyse stützen konnten. Es wurde eine lineare Beziehung zwischen Wachstumszeit und Schichtdicke gefunden. Die Breite der Satellitenpeaks ist für die unterschiedlichen Wachstumsmodi etwa gleich und kann mit der für superdünne Quantengraben verglichen werden. Die Dämpfung ist dagegen deutlich geringer für die Proben mit geringerer Wachstumstemperatur ( $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$ ). Dies interpretiere ich als direkte Folge der starken Rauigkeit der ohne Wachstumsunterbrechungen gewachsenen Hochtemperatur-Proben. Für viel größere Strukturen (Ge-Quantenpunkte) wurde anstelle der hier beobachteten aufgespaltenen Peaks eine starke Verbreiterung beobachtet<sup>155)</sup>.

### 3.2.3 Optische Untersuchungen an InAs-Quantenpunkt-enthaltenden GaAs-MHS mit wachsender InAs-Bedeckung

Für XRD-Messungen (siehe 3.2.2) gelang eine Beschreibung der eingebetteten Quantenpunkt-Schichten mit Hilfe des quasi-2D-Modells äquivalenter Schichtdicke. In den optischen Untersuchungen erhalten wir Signale sowohl aus der zweidimensionalen Benetzungsschicht und von den Quantenpunkten. An dieser Stelle soll die generelle Nützlichkeit, wie die limitierte Anwendbarkeit dieses Modells aufgezeigt werden.

Darüber hinaus soll der Fokus auf die beiden kritischen Schichtdicken  $d_C$  und  $d_C'$  gerichtet werden, die dem Übergang zum dreidimensionalen Wachstum bzw. zu beginnender plastischer Relaxation entsprechen.

Vorweggeschickt sein soll eine Bemerkung zur Vergleichbarkeit der beiden Probengruppen mit und ohne AlGaAs-Barriere. Wir fanden den Einfluß der breitlückigen AlGaAs-Barrieren auf die optischen Eigenschaften unserer Strukturen vernachlässigbar (vgl. auch<sup>150)</sup>).

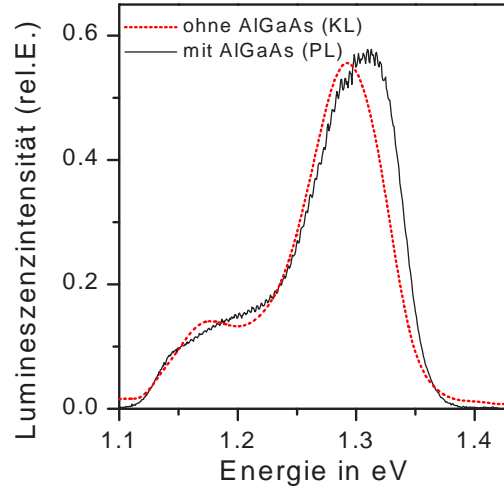


Abb. 3.12: Vergleich der Lumineszenzspektren zweier Quantenpunkt-enthaltenden GaAs-Proben mit und ohne  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barrieren.

In Abb. 3.12 sind die Spektren für zwei bei gleichem Wachstumsregime aber unterschiedlicher Schichtfolge gewachsene Proben gegenübergestellt, eine mit und eine ohne  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barriere. Die Ähnlichkeit bei identischer InAs-Bedeckung und ähnlichen Punktgrößen ist offensichtlich. Dies mag auch als Hinweis darauf gelten, daß wenigstens für die geringen Barrieredicken die vergleichsweise niedrigen Wachstumstemperaturen ( $T_S=540\text{--}560^\circ\text{C}$ ) keine Degradation des AlGaAs hervorrufen.

In Abb. 3.13 werden die PL-Resultate bei niedrigen Temperaturen und ohne Magnetfeld für drei exemplarische Quantenpunkt-Strukturen ( $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$ ) gezeigt. Als Parameter dient die äquivalente Schichtdicke. Im rechten Bildteil sind der Einfangmechanismus der Photonen bei der PL und ein Graph, der die Dispersion der Rekombinationsmaxima als Funktion von  $d_{\text{InAs}}$  darstellt, zu sehen. Die elektronischen Übergänge für (zweidimensionale) InAs-Quantengraben variabler Dicke in GaAs wurden mittels der kombinierten Anwendung von Schrödingergleichung und Poisson-Gleichung<sup>20)</sup> berechnet und dem Experiment gegenübergestellt. Die Maximumenergien der PL folgen dem 2-D-Verhalten recht gut. Der tatsächlich stattfindende Übergang vom 2-D zum 3-D Wachstum wird aber aus dem Anstieg der Halbwertsbreite des Lumineszenzsignals deutlich und aus dem weiter vorhandenen Signal der Benetzungsschicht, dessen Verlauf mit der Bedeckung ebenfalls im rechten Bildteil nachgezeichnet ist. Einen ähnlichen Verlauf der Emissionsenergie aus der „wetting layer“ finden wir in Ref.<sup>32)</sup>. Eine detailliertere Diskussion der PL-Spektren findet sich im Kapitel 6.

Eine erste grundlegende Veränderung des PL-Spektrums ergibt sich bei Überschreitung der kritischen Dicke  $d_C$ . Mit wachsender Bedeckungszeit  $t_{\text{InAs}}$  wächst die äquivalente Schichtdicke  $d_{\text{InAs}}$  linear an bzw. die Quantenpunkte werden größer, wodurch sich die Emissionsenergie des InAs-Quantengraben kontinuierlich ins Rot verschiebt. Wie in Kapitel 6 diskutiert wird, ist der Übergang jedoch weniger allmählich, als bisher gezeigt. In Abb. 3.14 sind die PL-Spektren zweier Proben nahe der kritischen Schichtdicke  $d_C$

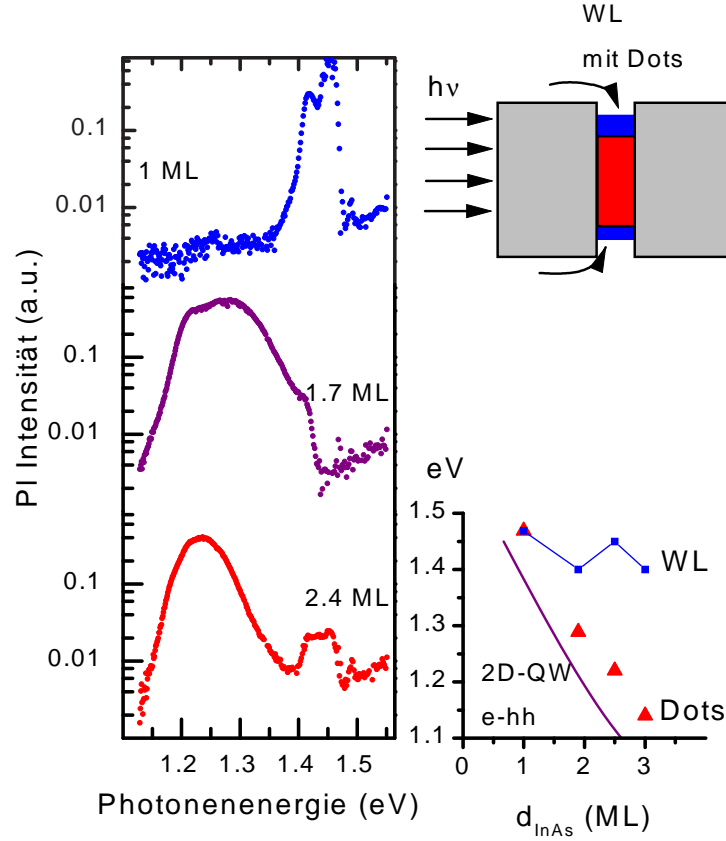


Abb. 3.13: Vergleich der Niedrigtemperatur-Lumineszenzspektren bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsener Quantenpunkt-Proben. Als Parameter dient die äquivalente Schichtdicke in Monolagen (ML) InAs. Im rechten Bildteil ist ein Schema zur Rekombination im Bereich Benetzungsschicht (WL)/Quantenpunkte (Dots) und ein Verlauf der spektralen Maxima mit der InAs-Bedeckung gegeben.

gegenübergestellt, von denen die eine schon eine beträchtliche Rekombination über die Dots realisiert, während die andere hauptsächlich den Übergang der Benetzungsschicht zeigt. Beide Proben haben nominell die gleiche Bedeckungsdicke  $d_{\text{InAs}}$ . Dies ist ein nicht-stetiger Übergang zwischen den 2-D und 3-D PL-Emissionsenergien. Die zu den Quantenpunkten und zur Benetzungsschicht gehörigen Peaks sind relativ deutlich trennbar.

Die Übergangsenergie geht jenseits 2 ML für  $d_{\text{InAs}}$  allmählich in eine Sättigung, da sich eine mittlere Dotgröße einstellt. Eine weitere Erhöhung von  $d_{\text{InAs}}$  auf mehr als 2  $d_C$  führt auch bei dreidimensionalem Wachstum zur plastischen Relaxation des Gitters verbunden mit einer Degradation des den Quantenpunkten zugeordneten PL-Signals.

In Abb. 3.15 sind 2 Kathodolumineszenz-Übersichtsbilder für QD-Proben mit einer ungefähr gleichen Bedeckung  $d_{\text{InAs}}=3$  ML jedoch unterschiedlichen Wachstumstemperaturen  $T_S^{\text{InAs}}$  dargestellt. Die linke, bei tiefen Temperaturen ( $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$ ) gewachsene Probe zeigt eine sehr inhomogene Strahlungsausbeute aus Gebieten mit einer Strukturgröße von ca. 50  $\mu\text{m}$ . Von AFM-Messungen wissen wir, daß sich die Strukturierung bis in den Bereich einiger nm fortsetzt und mit tiefen Löchern verbunden ist. Dies spricht dafür, daß für diese Bedeckung der Bereich des kohärenten Wachstums verlassen wurde. Anders dagegen die Resultate für eine bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsene Probe. Es kommt hier durch die stärker ausgeprägten InAs-Inseln zu einem verbesserten Abbau der Verspannung. Durch den rein elastischen Verspannungsabbau bleibt die Morphologie der



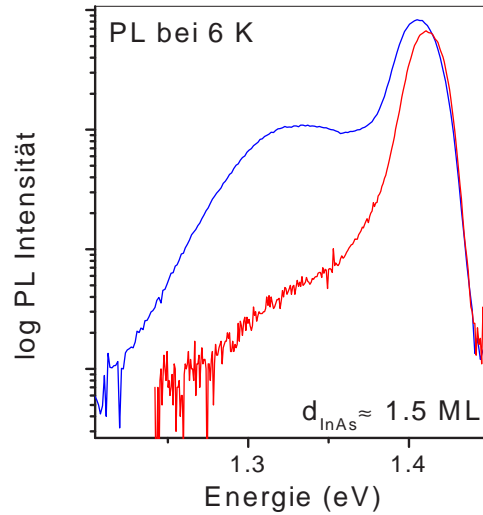


Abb. 3.14: Entwicklung des Dot-Peaks nahe bei der kritischen Schichtdicke. Minimale Unterschiede in den Wachstumsparametern machen in dem Bereich eine 20-fache Intensität des Quantenpunkt-bezogenen Maximums bei 1.3 eV aus.

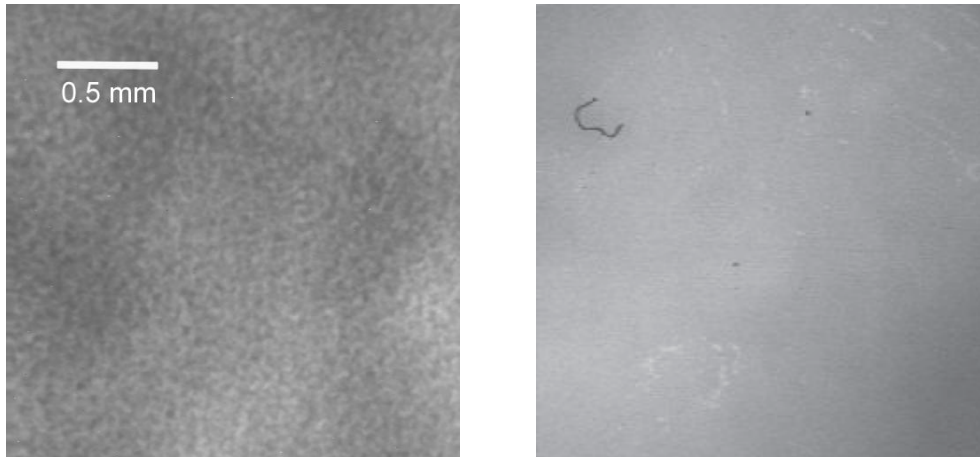


Abb. 3.15: Kathodolumineszenz von Quantenpunkt-enthaltenden MHS mit jeweils 9 Å InAs-Bedeckung und  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  (links) bzw.  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  (rechts).

überwachsenen GaAs-Schichten glatt und die KL-Ausbeute ist homogen.

Als Schlußfolgerung hinsichtlich des Einbaus von Quantenpunkten in leitfähige Kanäle sollte das Ansteigen der äquivalenten Schichtdicke also für ein stärker attraktives Potential der InAs-Schicht sorgen, während die Zustandsdichte der 2-D Schichten wegen der ungefähr konstant bleibenden Dicke der Benetzungsschicht ebenfalls konstant bleibt. Die Besetzungszahl der Dots steigt von 2 bei kleinen Abmessungen auf ca. 12 bei Basislängen von 14 nm<sup>94)</sup> bzw. 20 nm<sup>14)</sup> (Flächendichte  $\approx 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). Ein Überschreiten von  $2d_C$  führt abhängig von der Wachstumstemperatur  $T_S^{\text{InAs}}$  zur Versetzungsbildung.

### 3.2.4 Lateraler Transport in Schichten mit Quantenpunkten

Die Wachstumsparameter der hier vorgestellten MHS wurden bereits auf S. 77 gegeben. Sie umfassen sowohl Proben mit 2-D abgeschiedenen InAs-Schichten ( $d_{\text{InAs}} < d_C$ ), als auch solche mit Quantenpunkten. Strukturen mit 2-D InAs-Schichten sollen den Er-

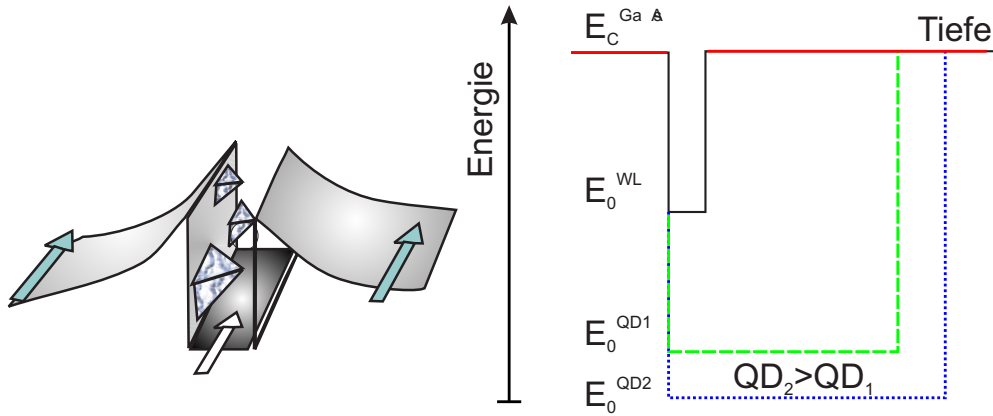


Abb. 3.16: Verschiedene Kanäle für die Elektronenleitfähigkeit in den modulationsdotierten, Quantenpunkt-enthaltenden MHS. Größere Quantenpunkte ergeben tiefe Potentialsenken.

wartungen nach gegenüber dem GaAs verbesserte Leitfähigkeitseigenschaften haben. Wir untersuchen MHS-Proben, bei denen das InAs im Stranski-Krastanow-Wachstumsmodus bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  bzw. bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  abgeschieden wurde. Das heißt, daß nach einer dünnen Schicht der Dicke  $d_C = 1.5$  ML zweidimensionalen Wachstums verspannte, kohärente InAs-Inseln entstehen, deren Dichte mit zunehmender Bedeckung ansteigt. Nach einer Bedeckung  $d_C' = 3$  ML kommt es zu einer Interaktion der Inseln, sie koaleszieren und das weiterführende Wachstum wird inkohärent. Solche teilrelaxierten Inseln wachsen aufgrund einer beschleunigten Wachstumsrate schneller und sie nehmen daher überproportional an Größe zu<sup>45)</sup>.

Die MHS haben entsprechend Abb. 3.16 2 parallele Transportkanälen in jeder Periode. Der erste ist im Bereich des InAs und besteht aus der 2-D Schicht und den im rechten Bildteil verdeutlichten, unterschiedlich tiefen Potentialsenken der Quantenpunkte. Der zweite Kanal ist der dotierte GaAs-Bereich. Wir haben die MHS mit verschiedenen Halltechniken, der Technik des „geometrischen“ Magnetowiderstands (GMR) und dem Shubnikov-de Haas Effekt (SdH) temperatur- und feldabhängig untersucht.

### Hallmessungen

Zunächst sollte festgestellt werden, daß die Leitfähigkeit in den Quantenpunkt-enthaltenden Kanälen isotrop ist, was keine notwendige Voraussetzung darstellt, da verschiedene Autoren der Anordnung ihrer Quantenpunkte eine Vorzugsrichtung zusprechen. Eine solche Überordnung könnte anisotrope Leiteigenschaften verursachen. Wir haben nach unserer TEM-Analyse (Abschnitt 3.2.1) keine (bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsene Proben) bzw. nur eine geringe (bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsene Proben) Ordnung gefunden. Zur Untersuchung auf anisotropen Transport verwendeten wir Hallbalkenstrukturen entlang  $[110]$  und  $[\bar{1}10]$ . Für Proben aus beiden Temperaturregimes  $T_S$  ergaben sich dabei nur kleine Abweichungen in den unterschiedlichen Kristallrichtungen, die in den Fehlergrenzen des Experiments liegen. Auch aus den Symmetriefaktoren der van der Pauw-Proben waren keine Asymmetrien ersichtlich. Auf diesen Ergebnissen aufbauend werden wir die Probenausrichtung im Verlauf der weiteren Diskussion nicht explizit behandeln.

Um zu überprüfen, ob Parallelleitung einen bedeutenden Einfluß auf die Messung ausübt, wurden unterschiedliche Stromdichten (zur Kontrolle auf Nichtlinearitäten z.B. durch Leckströme in der Pufferschicht) und unterschiedliche  $\mathfrak{B}$  Felder (zur Kontrolle auf unterschiedliche Ladungsträgersorten) verwendet. Für die  $\mathfrak{B}$  Feld-abhängigen Messun-

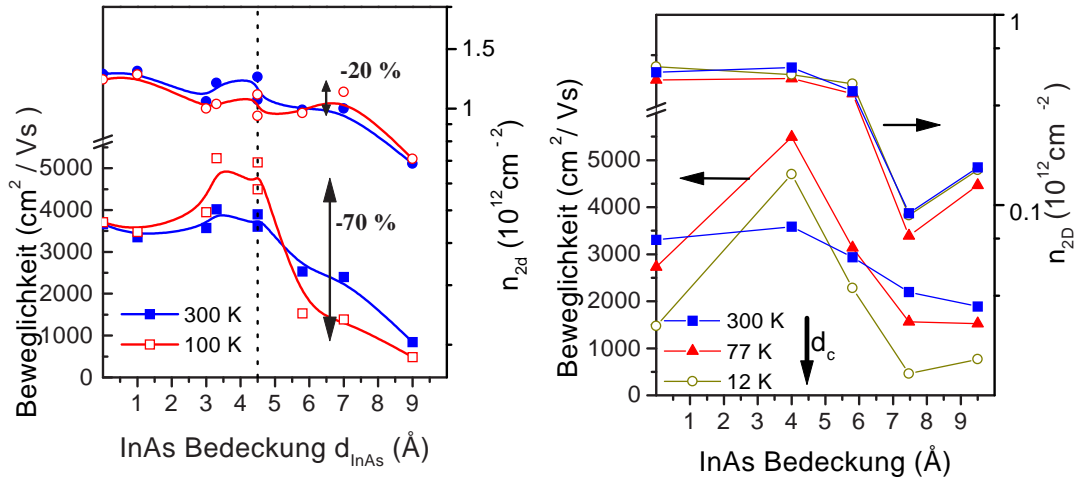


Abb. 3.17: Hall-Ergebnisse (Beweglichkeit und Elektronenkonzentration je Periode) von bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  (links) und  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  (rechts) gewachsenen, Quantenpunkt-enthaltenden MHS. Bei letzteren ist verbunden mit der Erniedrigung der Beweglichkeit mit dem Auftreten der Quantenpunkte eine starke Verringerung der Konzentration frei beweglicher Ladungsträger zu beobachten.

gen ist zu konstatieren, daß verglichen zu dem von Kane *et al*<sup>[100]</sup> berichteten Parallelleitungsverhalten ein entgegengesetzter Effekt eintritt. Der Hallwiderstand fällt bei kleinen Feldern mit steigender Feldstärke. Dieses Ansteigen der Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen läßt sich durch die durch das  $\mathcal{B}$ -Feld bewirkte Phasenrelaxation der Elektronen erklären (vergleiche Abschnitt 4.6). Für die Magnetfelder von 0.5 T, die standardmäßig zur Hallmessung verwendet wurden, ist der Effekt jedoch zu vernachlässigen. Es wurde keine Abhängigkeit des Halleffekts von der Stromdichte festgestellt.

Die Niedrigfeld-Hallmessungen wurden an van-der Pauw Strukturen im Temperaturbereich (12-300 K) durchgeführt. Die Abb. 3.17 zeigen die Hall-Ergebnisse für die MHS-Proben mit  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  (oben) und  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  (unten). In beiden Probenreihen verläuft die Entwicklung der Transportparameter mit der Temperatur ähnlich.

Für Bedeckungen unterhalb der kritischen Schichtdicke verbessert sich die Beweglichkeit für alle Temperaturen. Insbesondere kommt es aber durch den Einbau eines InAs-QW zu einem anderen Temperaturverlauf (sich kreuzende Verbindungslinien in Abb. 3.17), bei dem das Quantengraben-typische Maximum der Beweglichkeit bei tieferen Temperaturen auftritt. Bei tiefen Temperaturen ist die Streuung an Phononen reduziert und das Streuverhalten wird durch IIS und Grenzflächenrauigkeitsstreuung (IRS) dominiert. Die Abnahme der Streuung durch Fremdatome ist in dem räumlichen Transfer der Ladungsträger weg von den ionisierten Streuzentren hin zu den Quantengraben begründet. Dadurch kommt es in modulationsdotierten Heterostrukturen zu einer Verschiebung des Beweglichkeitsmaximums  $\mu_{\text{max}} = \mu(T_{\text{max}})$  zu tieferen Temperaturen  $T_{\text{max}}$ . Ein Vergleich zu homogen dotierten Strukturen oder anderen Abstandshalterdicken (engl. „setback spacer“) steht jedoch aus.

Trotz der *spacer* überlappen die Coulombfelder der Modulationsdotierung mit der Elektronenwellenfunktionen der Quantengraben (siehe die berechnete Elektronenverteilung an der Beispielstruktur in Abb. 3.1) und wir beobachten eine leichte Zunahme der Streurrate hin zu 12 K. Die Temperatur  $T_{\text{max}}$  liegt für die 2-D Schichten bei ca. 50 K. Bei beginnender Inselbildung wandert  $T_{\text{max}}$  zu höheren Temperaturen, bis es bei hohen Be-

deckungen ( $d_{\text{InAs}} > 2 \text{ ML}$ ) dazu kommt, daß es eine stetige Abnahme der Beweglichkeit mit der Temperatur gibt. An dieser Stelle soll auch auf die etwas höheren Raumtemperaturbeweglichkeiten in den bei  $T_{\text{S}}^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$ -gewachsenen Proben hingewiesen werden. Die Streupotentiale sind durch die kleineren Inseln geringer.

Etwas differenzierter für die unterschiedlichen Probenserien verhält sich die Ladungsträgerkonzentration. Zu beachten ist, daß die aus der Messung bestimmte Konzentration eine Integration über die verschiedenen Trägersorten ist. Für die bei  $T_{\text{S}}^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsenen Proben gibt es eine leichte Abnahme oberhalb der kritischen Schichtdicke und einen starken Abfall (70%) beim Einsetzen nichtkohärenten Wachstums ( $d_{\text{InAs}}=3 \text{ ML}$ ). Bei den bei  $T_{\text{S}}^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsenen Proben ergibt sich ein großer Verlust an Ladungsträgern mit einer gewissen Verschiebung gegenüber der kritischen Schichtdicke zur Dotformierung  $d_{\text{C}}$ . Wie aus Abb. 3.17 ersichtlich, fällt die Dichte besonders auffällig für Bedeckungen zwischen  $d_{\text{InAs}}=5.8 \text{ \AA}$  und  $7.5 \text{ \AA}$ . Im vorigen Abschnitt (siehe Abb. 3.15) haben wir gezeigt, daß das Wachstum in dem Bereich der Abscheidungsicken kohärent verläuft. Wie wir in Kapitel 5 zeigen werden, treten für ähnliche Bedeckungen jedoch auch die tiefen Störstellen in den mit DLTS untersuchten Proben auf, wenn auch mit einer geringeren Konzentration. In den MHS-Strukturen mit großen Quantenpunkten gehen je Periode  $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  Elektronen verloren.

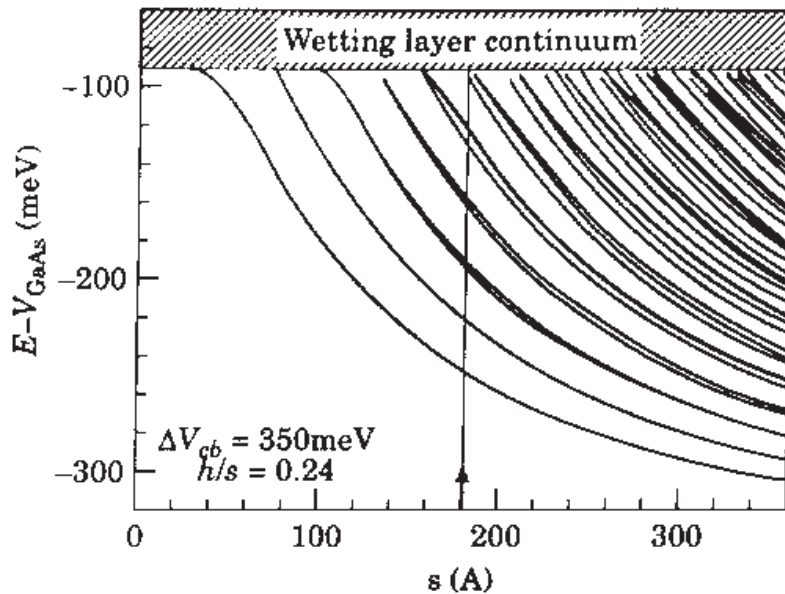


Abb. 3.18: Berechnete Energien der Grund- und angeregten Energieniveaus nach Raymond *et al*<sup>(94)</sup> für verschieden große, linsenförmige Quantenpunkte. Der Pfeil kennzeichnet die durchschnittliche Größe der von den Autoren vorgefundenen {In,Ga}As-Quantenpunkte.

Verschwanden die Leitungselektronen durch eine Aufladung der Quantenpunkte? Die Dotdichten liegen nur in der Größenordnung  $\leq 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Wie aus Abb. 3.18 deutlich wird, gibt es für eine steigende Basislänge der Quantenpunkte eine steigende Anzahl besetzbarer Niveaus. Ihre Zahl ist kritisch von der betrachteten Geometrie abhängig. Die Besetzungszahlen dieser Niveaus nehmen mit der Zahlenfolge 2,4,6... zu. Es ist nach Abb. 3.18 nicht auszuschließen, daß jeder Quantenpunkt 10 Elektronen einfängt und sie damit dem 2DEG abzieht, wenn sie z.B. 18 nm Basisdurchmesser haben. Jedoch sind die oberen angeregten Niveaus bei diesen Quantenpunkten so nahe an der Bandkante

des GaAs  $E_C^{GaAs}$ , daß man erwartet, diese Elektronen durch thermionische Emission oder Lichtanregung wieder in den leitfähigen Kanal zu bekommen. Elektronen auf dem untersten Dotniveau können dagegen für gewöhnliche thermische Energien nicht ins Leitband angeregt werden. Wir beobachten jedoch eine geringe Zunahme der Elektronenkonzentration bei sehr tiefen Temperaturen und keine bei Erhöhung der Temperatur. Das erscheint eher als Hinweis auf das Ausfrieren von Akzeptoren.

Es gibt über die diskutierten Einflüsse auf Beweglichkeit und Konzentration hinaus eine gewisse Lichtempfindlichkeit mit einem andauernden Photoeffekt (PPC) in diesen Proben mit  $d_{InAs} > 2$  ML, doch ist sie in absoluten Zahlen vergleichbar mit der Probe mit  $d_{InAs}=0$ . In dieser Probe ist dieser Effekt jedoch als Folge der  $\{Al,Ga\}As$ -Barriere identifiziert worden. Es ist also mit zusätzlicher Beleuchtung nicht möglich, die ‚verlorenen‘ Ladungsträger zurückzugewinnen.

### GMR-Messungen

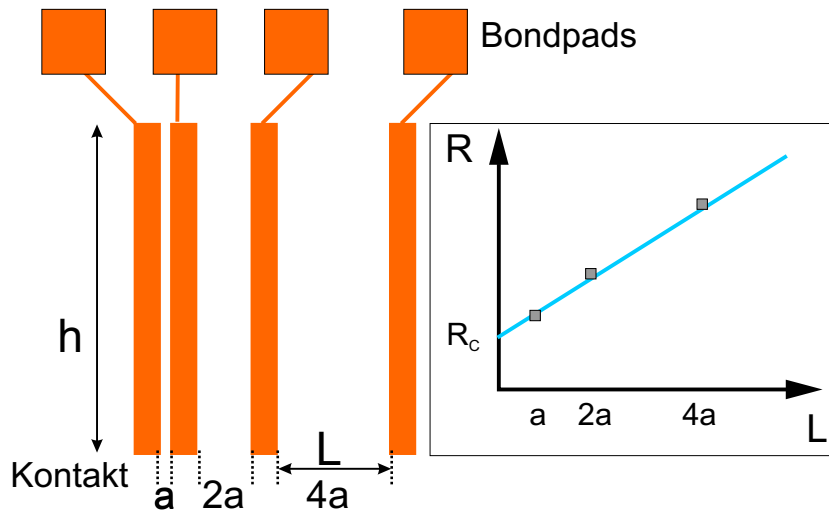


Abb. 3.19: Schema der prozessierten GMR-Proben. Verschiedene Kontaktabstände ermöglichen die Bestimmung des Kontaktwiderstands  $R_C$ .

Ist es möglich, die ‚verlorenen‘ Elektronen wieder zu befreien? Dazu haben wir Messungen der Ladungsträgerkonzentration bei höheren elektrischen Feldern durchgeführt. Die geeignete Methode dazu ist die der Messung des geometrischen magnetischen Widerstands, womit hohe Feldstärken  $\mathcal{E}$  realisiert werden sollen. Das Prinzip dieser Messung soll kurz skizziert werden. In Abb. 3.19 ist eine aus 4 Kontakten bestehende Messanordnung mit wachsenden Kontaktabständen dargestellt. Eine einzelne solche Anordnung ist eine Hallprobe mit kurzgeschlossenem Hallfeld, da der Abstand der (imaginären) Hallkontakte gegen  $\infty$  geht. Ein senkrecht wirkendes Magnetfeld bewirkt eine in  $\mathfrak{B}$  quadratische Änderung des spezifischen Widerstands  $\varrho$ , für die gilt

$$\frac{\Delta\varrho}{\varrho_0} = \frac{\varrho(B) - \varrho_0}{\varrho_0} = \alpha\mu^2 B^2 = \mu_m^2 B^2, \quad (3.1)$$

wobei  $\alpha$  ein streuzeitabhängiger Formfaktor ist. Man kann nun die Hallbeweglichkeit  $\mu_H$  mit der GMR-Beweglichkeit  $\mu_m$  ins Verhältnis setzen

$$\mu_m = \xi\mu_H. \quad (3.2)$$

Blood und Orton<sup>98)</sup> listen theoretische und experimentelle Ergebnisse für verschiedene Streumechanismen auf und finden, daß i.a.  $\xi > 1$  und für die Streuung an polaren Phononen (hohe Temperaturen) oder neutralen Störstellen  $\xi \approx 1$ . Die Hallbeweglichkeit sollte also etwas kleiner sein, als die aus den GMR-Messungen bestimmte.

Aus einem Diagramm, in dem der Widerstand  $\Delta\rho/\rho_0$  gegen  $B^2$  aufgetragen wird, läßt sich also die Beweglichkeit gewinnen und aus Glg. 1.35 mit  $\rho = 1/\sigma$  die Ladungsträgerkonzentration.

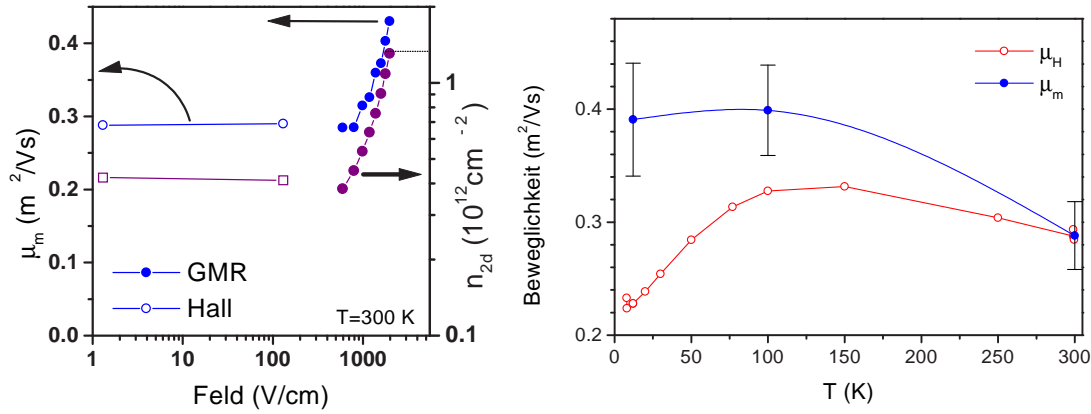


Abb. 3.20: Links) Entwicklung der Transportgrößen mit der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$  bei RT und identisch prozessierten Hall- bzw. GMR-Proben. Rechts) Vergleich von Hall- und GMR-Beweglichkeit für eine bei  $T_S^{InAs} = 500^\circ\text{C}$  gewachsene Quantenpunkt-Probe mit  $d_{InAs}=5.8$  ML.

Es wurden GMR-Messungen an Proben mit  $T_S^{InAs} = 420^\circ\text{C}$  und mit  $T_S^{InAs} = 500^\circ\text{C}$  bei  $T=(12,77,300)$  K durchgeführt. Die Kontaktwiderstände wurden entsprechend Abb. 3.19 bestimmt. Die Widerstandskorrektur für ein endliches  $aspect\ ratio = \frac{L}{h}$  ist

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \left( \frac{\Delta R}{R_0} \right)_0 \left( 1 - 0.543 \frac{L}{h} \right). \quad (3.3)$$

Zuerst wurde die Abhängigkeit der Transportparameter von der Feldstärke  $\mathcal{E}$  untersucht. In Abb. 3.20 ist links dargestellt, wie sich für unterschiedliche Feldstärken die Werte für die Flächenkonzentration  $n_{2D}$  und die Beweglichkeit  $\mu_m$  entwickeln. Die mit Hall benannten Werte sind mit van-der-Pauw Kreuzen von  $70 \times 70 \mu\text{m}^2$  bestimmt worden. Wie man sieht, gibt es für diese Probe einen stetigen Übergang der GMR-Daten an die Halldaten mit einem  $\xi \approx 1$ . Dieses Verhalten trifft in dieser Form nicht für tiefe Temperaturen zu, was an der mangelnden Qualität der Kontakte liegt<sup>1</sup>. Beide elektrischen Größen nehmen unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zu. Die Zunahme der Beweglichkeit mit der Konzentration ist ein bekanntes Phänomen und geschieht bei 2-D Systemen wegen der 2-D Abschirmung des Coulombpotentials der Fremdatome mit  $n_{2d}^{1/2}$ <sup>156)</sup>. Im rechten Diagramm von Abb. 3.20 sind temperaturabhängig die Beweglichkeiten  $\mu_m$  für eine bei  $T_S^{InAs} = 420^\circ\text{C}$  gewachsene Probe mit einer InAs-Bedeckung  $d_{InAs} > d_C$  gezeigt. Die bestimmten GMR-Beweglichkeiten liegen bei tiefen Temperaturen höher als die Halldaten. Das ist qualitativ in Übereinstimmung damit, daß nach Blood and Orton<sup>98)</sup>  $\xi = 1.26$  für

<sup>1</sup> AuGe Kontakte ergeben auf dem Quantenpunkt-enthaltenden Gebiet keine mikroskopisch scharfen Kanten; es scheint infolge der Spannungsfelder der Quantenpunkte zu einem ‚Spiking‘ des Kontaktmaterials zu kommen.



die Streuung an ionisierten Fremdatomen gilt. Die IIS ist aber besonders effizient bei tiefen Temperaturen. Das Problem, was wir im Rahmen dieser Messungen nicht lösen konnten, ist, daß die absoluten Ladungsträgerkonzentrationen bei tiefen Temperaturen nicht übereinstimmen.

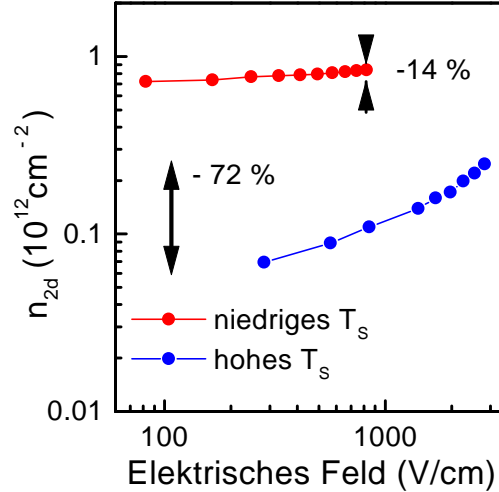


Abb. 3.21: Mit GMR bestimmte Elektronenkonzentrationen ( $T=77$  K) von bei  $T_s^{InAs} = 420^\circ\text{C}$  und bei  $T_s^{InAs} = 500^\circ\text{C}$  gewachsenen Proben. Die Gewinne bei hohen Feldern entsprechen prozentual den Verlusten aus Abb. 3.17.

Abbildung 3.21 stellt den Ladungsträgergewinn in hohen elektrischen Feldern für unter verschiedenen Bedingungen hergestellte Quantenpunkt-Proben bei  $T=77$  K dar. Im Meßbereich sind die Gewinne an leitfähigen Elektronen prozentual ebenso hoch, wie die Verluste, die mit dem Einbau der Quantenpunkte verbunden war (vergleiche Abb. 3.17). Wegen der Strombegrenzung enden die Spektren mit unterschiedlichen  $\mathcal{E}$ -Werten. Das Feld neigt die Bandkanten zwischen den Kontakten. Über  $1\text{ }\mu\text{m}$  liegt nur ein Potentialgefälle von  $0.2\text{ V}$  vor. Da dieses Potential allerdings nicht über einem Dielektrikum sondern insbesondere an den 2-D Kanälen mit einer hohen Dichte freier Ladungsträger abgebaut wird, ist der Feldverlauf stark inhomogen und insbesondere nahe der Kontakte treten sehr hohe Felder der Größenordnung  $100\text{ kV/cm}$  auf, welche ein Tunneln aus gebundenen Zuständen ermöglichen können<sup>157</sup>). Ein ‚Aufheizen‘ der Elektronen in den Quantenpunkten zur Emission ins Leitband des GaAs ist unwahrscheinlich, da die Strecke zur Aufnahme kinetischer Energie durch die Ausmaße der Elektronenwellenfunktion und also des Dots begrenzt ist. Weitere Effekte, die zur Befreiung der Elektronen aus gebundenen Zuständen führen können, sind zum einen der Franz-Keldysh-Effekt<sup>2</sup> und der Stark-Effekt<sup>3</sup>. Obwohl in beiden Proben eigentlich ähnliche Dotierungskonzentrationen vorhanden sind, sind die Endkonzentrationen beider Messungen sehr unterschiedlich. Wie oben bereits bemerkt, steht eine verbesserte Kontaktierung zur Konsolidierung dieser Ergebnisse noch aus.

Die gezeigten Resultate führen zu der Schlußfolgerung, daß einmal eingefangene Elektronen in der Umgebung der Quantenpunkte nicht zur Leitfähigkeit beitragen, solange sie nicht unter dem Einfluß starker Felder wieder ins Leitband gelangen.

<sup>2</sup>Zustandsdichte-Ausläufer in die Bandlücke durch Feldeinwirkung

<sup>3</sup>Verschiebung gebundener Niveaus unter Feldeinwirkung



### Shubnikov-de Haas Messungen

Shubnikov-de Haas Messungen erlauben eine unabhängige Bestimmung der Anzahl von Ladungsträgern, die in 2-D Zuständen (in der Benetzungsschicht) sind<sup>109)</sup>. Darüber hinaus ist die Dämpfung der Quantenoszillationen direkt verbunden mit den Streuereignissen und kann darum Auskunft geben, wann die Quantenpunkt-Dichte größer wird, als die 2-D Abschirmlänge<sup>147)</sup>. Der Widerstand bei kleinen  $\mathfrak{B}$ -Feldern ist auch ein direktes Maß für die Erniedrigung der Leitfähigkeit (Glg. 1.34) durch die Quantenpunkte. Wir beobachten eine zunehmende Dämpfung der SdH-Oszillationen und eine Zunahme des Widerstands mit wachsendem  $d_{\text{InAs}}$ . Wir beobachten darüber hinaus eine Änderung des  $\mathfrak{B}$ -Feld-abhängigen Verhaltens der Leitfähigkeit. Bei höheren Quantenpunkt-Dichten treten negative Magnetowiderstände auf.

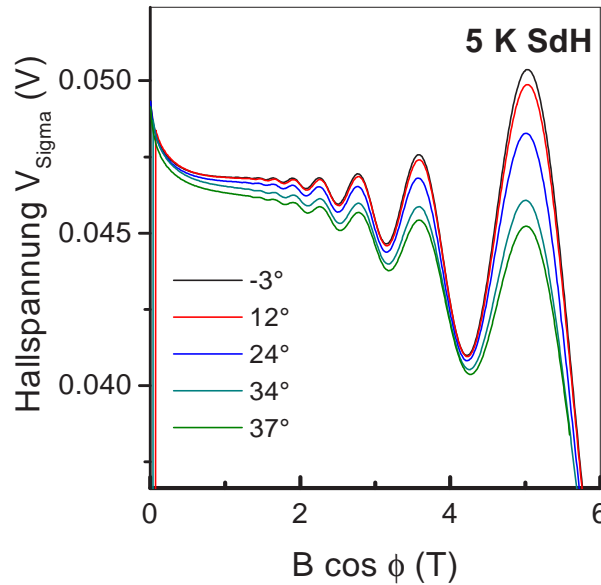


Abb. 3.22: Spektren für verschiedene Drehwinkel zwischen B-Feld und Oberflächennormale (auf die senkrechte B-Feld-Komponente normiert). Die gezeigte Probe ist eine MHS mit  $\{\text{Al,Ga}\}\text{As}$ -Barrieren und einem  $d_{\text{InAs}}=5.8\text{\AA}$ .

Zum Nachweis der zweidimensionalen Herkunft der SdH-Oszillationen dient das folgende Experiment. In Abb. 3.22 zeigen wir die Veränderung des SdH-Spektrums einer Quantenpunkt-Probe mit  $T_{\text{S}}^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  mit dem Winkel zwischen der Oberflächennormale und dem Magnetfeld ( $T=5\text{ K}$ ). Wenn man die Projektion des Magnetfelds benutzt, so kann man feststellen, daß die Oszillationen nur von dessen senkrechter Komponente abhängig sind. Dieses typische 2-D Verhalten erhält man bis ca.  $40^\circ$  sehr gut reproduziert. Bei höheren Drehwinkeln kommt es zu kleinen Abweichungen, was ein Hinweis auf die endliche Eindringtiefe der Wellenfunktion in die Barriere bzw. das Einmischen resonanter (nicht gebundener) Zustände ist.

Um einige Kennzeichen der SdH-Spektren bei wachsendem  $d_{\text{InAs}}$  zu verdeutlichen, sind in Abb. 3.23 bei  $T_{\text{S}}^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsene Proben gegenübergestellt. Die Legende zeigt die Proben in der Reihenfolge zunehmender InAs-Bedeckung. Man sieht, daß zunächst für eine Submonolage Bedeckung (#767) keine gut ausgebildeten Oszillationen beobachtet werden, die aber mit Vervollständigung dieser Monolage erscheinen (#768). Gleichzeitig wird der Widerstand durch die verbesserte Beweglichkeit erniedrigt.

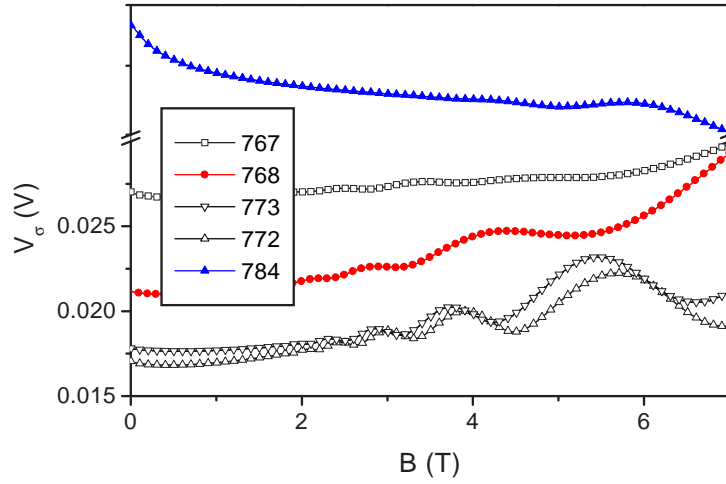


Abb. 3.23: Rohdaten für  $V_\sigma$  der bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsenen Proben bei  $T=4.2$  K. Die Probennummern in der gegebenen Reihenfolge stehen für eine Zunahme von  $d_{\text{InAs}}$  von 3 Å auf 6.1 Å.

Die besten Leitfähigkeiten mit den größten Quantenlebensdauern (große Amplitude der Oszillationen) beobachten wir bei den Proben an der Schwelle zum 3-D Wachstum (#772 und 773). Eine weitere Erhöhung von  $d_{\text{InAs}}$  erniedrigt, wie wir aus Abb. 3.17 gesehen haben, die Beweglichkeit erheblich, wodurch der Widerstand  $\rho_{xx}$  entsprechend ansteigt. Die Quantenlebensdauer wird deutlich kleiner. Eine Besonderheit dieses Spektrums der Probe mit einem gut ausgeprägten Quantenpunkt-Ensemble ist der Bereich negativen Magnetowiderstands bei kleinen  $B$ -Feldern.

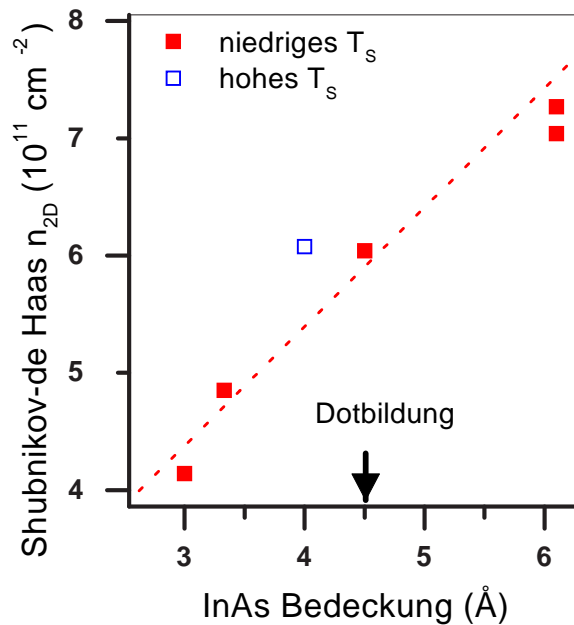


Abb. 3.24: Auswertung der SdH-Oszillationen aus Abb. 3.23 bezüglich der 2-D Elektronendichte in der InAs-Schicht. Die kritische Schichtdicke zur Dotbildung ist durch einen Pfeil gekennzeichnet.

Das nächste Bild (Abb. 3.24) zeigt die Auswertung der Spektren aus Abb. 3.23 entsprechend Glg. 1.44. Wie man sieht, nimmt die 2-D Elektronendichte zu, wenn auch sublinear für  $d_{\text{InAs}} > d_{\text{InAs}}^{\text{C}}$ . Das widerspricht der These<sup>48)</sup>, daß die Benetzungsschicht oberhalb

der kritischen Schichtdicke durch einen Materialtransport hin zu den sich entwickelnden Inseln verdünnt wird. Wäre dies der Fall, so müßte man erwarten, daß die Dichte der Träger in 2-D Zuständen mit steigendem  $d_{\text{InAs}}$  wieder fällt. Für überkritische Dicken  $d_{\text{InAs}}$  sind die SdH-Oszillationen zunehmend schlechter auszuwerten, da sie zu stark gedämpft sind. Die Daten für die Hallspannungen ergeben ein ganz ähnliches Verhalten mit der stärksten Ausprägung der Plateaus für  $d_{\text{InAs}}^{\text{C}}$  (nicht gezeigt). Die Verhältnisse zwischen den Absolutwerten der Hallplateaus  $\rho_{xy}$  lassen außerdem die Bestimmung des Füllfaktors zu, der für das Minimum in  $V_{\sigma}$  bei 7 T vier ist.

Aus temperaturabhängigen Messungen an der Probe # 772 (siehe auch Abb. 3.23) wurde die effektive Masse der Elektronen mit  $m^* = 0.0561 \pm 0.005m_0$  bestimmt<sup>(158)</sup>. Diese ist etwas geringer, als die vom Volumen-GaAs.

### Modifizierung der Quantenpunkte durch Post-Wachstumsbehandlung

Analog zur Untersuchung von Austauschprozessen in Kapitel 4 haben wir erste Versuche unternommen, die Quantenpunkt-Eigenschaften durch einen  $\text{PH}_3$ -Ausheilungsprozeß zu modifizieren. Ähnliche Versuche von Shen *et al.*<sup>(159)</sup> hatten abhängig von der Ausheiltemperatur zu unregelmäßigen bis hin zu stark anisotropen Strukturen geführt (mit der Vorzugsrichtung  $[\bar{1}10]$ ).

Wir haben ebenfalls Untersuchungen zu diesem Phänomen durchgeführt, die *in-situ* RHEED, AFM-, DC-XRD-, PL-Messungen und elektrische Messungen umfaßten. Dahinter stand der Gedanke, ob eine Rückverwandlung der Quantenpunkt-Schicht durch Atomaustausch in einen Quantengraben oder eine Quantendraht-Geometrie über die Transportmessungen nachweisbar sei. Unter einer 20 s währenden  $\text{PH}_3$ -Stabilisierung der Oberfläche wurde das typische 3-D RHEED-Muster (siehe 2.2) instantan zerstört und graduell in ein 2-D Muster umgewandelt. Die AFM-Messungen zeigen konsistent dazu ein Verschwinden der Quantenpunkte bei einer relativ hohen Rauigkeit der Oberfläche. Die entstehende  $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ -Schicht erscheint unter der AFM-Spitze von geringerer Härte als das InAs zu sein.

Die PL-Spektren dieser  $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ -Schichten ergeben Peaks mit einer deutlich geringeren HWB verglichen mit der der Quantenpunkten. Die Energie des emittierten Lichts liegt bei tiefen Temperaturen bei ca. 1 eV (150 meV niedriger als bei den Quantenpunkten).

Transportuntersuchungen entlang der  $\langle 110 \rangle$  Richtungen ergaben keine Unterschiede bzgl. der Kristallrichtung. In beiden Fällen finden wir identische Gesamtkonzentrationen von  $1.5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$  je Periode, was bedeutet, daß im obigen Sinne keine leitfähigen Träger verloren gehen. Die Beweglichkeiten haben ein Maximum bei etwa 160 K und fallen nach tiefen Temperaturen leicht bis auf  $2200 \text{cm}^2/\text{Vs}$ . Sie unterscheiden sich insbesondere in ihrem Tieftemperaturverhalten deutlich von den Quantenpunkt-Proben.

All die genannten experimentellen Befunde weisen darauf hin, daß die veränderte Verspannung nach dem Eindiffundieren des P in die InAs-Schicht einen Übergang der 3-D Morphologie zu einer 2-D-artigen induziert. Der Spannungsabbau durch die veränderte chemische Zusammensetzung kann nur partiell sein, da auch InP auf GaAs gitterfehlangepaßt ist und Dots ausbildet, allerdings erst für Bedeckungen über 3 ML. Er zeichnet auch dafür verantwortlich, daß die Anzahl der Elektronenfallen drastisch sinkt. Überraschend ist die Geschwindigkeit des ‚Umklappens‘ des Wachstumsmodus unter dem Einfluß der  $\text{PH}_3$ -Stabilisierung. Aus den DC-XRD Simulationen wird darüber hinaus klar, daß eine verhältnismäßig dünne Austauschschicht entsteht. Das starke Absinken der In-

terbandenergie interpretiere ich darum als direkte Folge des verringerten Confinements und nicht als Resultat eines dickeren  $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ -Quantengraben. Die starke Dämpfung der SdH-Oszillationen besteht aufgrund des Diffusionsprofils des Quantengraben fort.

### **3.2.5 Diskussion und Schlußfolgerungen**

Die in diesem Abschnitt vorgestellten experimentellen Arbeiten zu InAs-Quantenpunkten in leitfähigen Kanälen gehören zu einer recht geringen Zahl solcher grundlegenden Untersuchungen. Wir haben zunächst gezeigt, daß die selbstgeordneten Quantenpunkte keinerlei Ordnung bezüglich der Kristallachsen aufweisen. Ein Modell äquivalenter InAs-Dicke wurde vorgestellt und mittels Röntgenstrukturanalyse sowie partiell durch PL-Messungen gestützt. Dieses Modell wird im weiteren Verlauf der Arbeit zur Angabe der InAs-Bedeckungen verwendet.

Es wurde für Quantenpunkte unterschiedlicher Größen und mit wachsender InAs-Bedeckung gezeigt, welchen Einfluß dünne InAs-Schichten auf den lateralen Transport haben. Zunächst entstehen für Bedeckungen unterhalb der kritischen Schichtdicke hochverspannte Quantengraben mit verbesserten Leiteigenschaften. Die effektive Masse in diesen Kanälen wurde aus SdH-Messungen bestimmt. Diese 2-D InAs-Schichten bewirken aufgrund der Typ I Anordnung der Bänder einen mit der InAs-Bedeckung zunächst stetig steigenden Ladungsträgertransfer von den entfernten Donatoren im GaAs. Mit Einsetzen der Quantenpunkt-Formierung beim Stranski-Krastanow-Wachstum steigt der Widerstand der Proben deutlich, obwohl sich die Anzahl besetzter Zustände der InAs-Kanäle weiter entwickelt. Dieses Ansteigen des Widerstands hat zwei Ursachen; zum einen verschwindet eine gewisse Anzahl der beweglichen Elektronen in oder nahe bei den Quantenpunkten und zum anderen wirken die Quantenpunkte als eine neue Form von Streuung. Sobald die Dichte größer wird als die Abschirmlänge des 2-DEG, dominiert die Streurate an den Potentialsenken der Dots deutlich die anderen Streumechanismen. SdH-Oszillationen werden sehr stark gedämpft. Das Verschwinden der Träger wurde mittels GMR-Messungen unter hohen Feldern  $\mathcal{E}$  versucht, rückgängig zu machen. Es gibt Indizien darauf, daß eine solche feldassistierte Befreiung gefangener Elektronen tatsächlich gelingt, doch sind die Messungen noch nicht von ausreichender Beweiskraft. Es bleibt in diesem Abschnitt offen, welcher Art die Elektronenfallen sind.

# Kapitel 4

## Das Heterosystem InAs/ InP: Formierung von Quantendrähten

### 4.1 Vorbemerkungen

Ein weiteres Anliegen dieser Arbeit bestand im Vergleich der Nanostruktur-induzierten Transportphänomene in unterschiedlichen Materialsystemen. Das folgende Kapitel beinhaltet Arbeiten am hochverspannten Heterosystem InAs auf InP bzw. InAs auf zu InP gitterangepaßt aufgewachsenen Ternären. Es bildet das Gegenstück zum Kapitel 3. Unseres Wissens nach wird erstmals über die Verwendung selbstorganisierter InAs-Inseln mit deutlicher struktureller Anisotropie als Quantendrähte berichtet.

Es gibt noch immer vergleichsweise wenige Bemühungen zur Untersuchung von selbstorganisierten Inseln auf anderen Substraten als GaAs. Das Interesse an GaP-basierenden Strukturen ist wegen der zu erwartenden Komplikationen begrenzt, da GaP ein indirekter Halbleiter ist. Zudem ist die Gitterfehlانpassung z.B. zum InAs hier so groß (11 %), daß die entstehenden Inseln schnell relaxieren<sup>160</sup>). Auch auf InP sollte es möglich sein, InAs-Quantenpunkte im Stranski-Krastanow-Wachstumsmodus zu wachsen. Verglichen mit dem gut untersuchten System GaAs/ InAs gibt es jedoch einige Unklarheit über den Mechanismus des Verspannungsabbaus durch Inselwachstum im Materialsystem InAs/ InP.

Das Interesse der Bauelementeindustrie an InP ist auf zwei Felder beschränkt, wo das Fehlen einer ausgereiften Fertigungstechnologie durch die besonderen Eigenschaften des InP entschuldigt wird. Zum einen lassen sich für Mikrowellenanwendungen<sup>161, 162</sup>) extrem hohe Frequenzen erreichen. Dies ist in der kleinen Elektronenmasse und den im Vergleich zu GaAs hohen, maximalen Elektronengeschwindigkeiten begründet. Fürderhin hat InP eine 50% bessere thermische Leitfähigkeit und eine höhere Durchbruchfeldstärke. Diese Eigenschaften machen das System außerordentlich attraktiv für HEMT- (engl.-, „High Electron Mobility Transistor“) und HBT-Strukturen (engl.-, „Hetero Bipolar Transistor“).

Zum anderen arbeiten InP-basierende Halbleiterlaser in dem optisch interessanten Bereich bei  $1.55\mu m$ , wo es die geringsten Verluste für optische Fasern gibt<sup>163, 164</sup>). 1993 wurden 80% des weltweiten Verbrauchs von InP-Substraten für optoelektronische Bauelemente verwendet<sup>165</sup>). Man erwartet, daß sich auch Quantenpunktlaser mit sehr kleinen Schwellströmen auf InP herstellen lassen.

Die Grenzfläche InP/ InAs ist anderer Natur, als die im GaAs/ InAs System. Es ändert sich das anionische Subgitter, was bei gewöhnlichen GSMBE oder MOMBE Anlagen

einen Gasaustausch erforderlich macht (siehe Abschnitt 1.1). Dieser impliziert eine Reihe von Problemstellungen:

**Durchmischung:** die ungewollte gleichzeitige Präsenz von  $\text{AsH}_3$  und  $\text{PH}_3$  auf der Probe,

**Memory-Effekt:** bei ungenügendem Austausch ein gradueller Einbau der Restgaskomponente,

**Stabilisierung:** unter gewöhnlichen Wachstumsbedingungen ist die Oberfläche gegen die Desorption der flüchtigen Komponente As- bzw. P-stabilisiert. Diese Stabilisierung ist wegen der Temperaturabhängigkeit des Partialdrucks besonders für höhere Wachstumstemperaturen essentiell,

**Durchflußmengenregelung:** beim Umschalten von Gasströmen in einen anderen Rezipienten (MBE  $\Leftrightarrow$  VENT) kommt es zu Gasmengenschwankungen<sup>166)</sup>.

All diese Effekte verursachen eine nicht gewünschte Zwischenschicht unbekannter Zusammensetzung. Beim Übergang InP/ InAs handelt es sich im allgemeinen um eine verspannte  $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ -Schicht mit veränderlichem  $y$ -Wert in Wachstumsrichtung.

Aus der MOVPE, wo es eine ähnliche Problemstellung gibt, sind eine ganze Reihe von Publikationen zur Optimierung der Gasschaltsequenzen bekannt<sup>167, 168, 169, 170, 171, ?)</sup>. Es wurde gefunden, daß sich infolge der Zwischenschicht die Quantenzustände sehr dünner InGaAs Quantengraben verschieben, daß nominell unverspannte MQW unter Umständen durch Aufsummierung vieler Schaltvorgänge (verspannte Zwischenschichten) Kristallbaufehler aufweisen und daß das ternäre Volumenmaterial  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  unter gleichen Wachstumsbedingungen einen anderen  $x$ -Gehalt als dünne Schichten des Ternärs  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  aufwies.

Die Ausbildung von Zwischenschichten kann selbst zur Herstellung von Heterostrukturen benutzt werden<sup>172)</sup>. Zum einen kann so der unvermeidliche Effekt studiert werden und zum anderen ist es möglich, damit QW herzustellen (oder auch sogenannte „falsche MQW“=FMQW).

Die Ausbildung verspannungsinduzierter 3-D-Morphologien beim epitaktischen Wachstum ist Gegenstand gegenwärtiger Kontroverse und soll im Abschnitt 4.2 diskutiert werden.

Die darauf folgenden Abschnitte werden unsere Untersuchungen an InAs/ InP Heterostrukturen beschreiben. In 4.3 findet sich eine systematische Untersuchung von FMQW-Proben, die mittels Oberflächenatomaustausch bei der GSMBE hergestellt wurden. Darin enthalten sind auch die Implikationen, die für das wirkliche InAs-Wachstum auf InP mit GS-MBE von Bedeutung sind.

Quantendraht-Strukturen haben im Verlaufe der vergangenen drei Jahrzehnte beträchtliches Interesse erfahren. An die Stelle der Untersuchung von Metalldrähten traten solche, wo die Drähte durch lithographische Methoden in Halbleitermaterialien implementiert wurden. In Abb. 4.1 sind verschiedene Epitaxietechniken gezeigt, die gegenwärtig zur Herstellung von Quantendrähten verwendet werden. (a) und (b) sind Beispiele selektiven Wachstums (präferentielles Wachstum auf Niedrigindex-Flächen verglichen mit dem Wachstum auf den Facetten). (c) und (d) sind sogenannte T-geformte Quantendrähte, die durch das seitliche Überwachsen von durch Spalten freigelegten Quantengraben entstehen. (e) ist ein Beispiel von stufeninduzierten Quantendrähten und (f) stellt schematisch die Gruppe der Quantenpunkte dar. Wir verwenden einen anderen Ansatz zur Herstellung der Quantendrähte, der als das zentrale Anliegen dieses Kapitels in 4.4 thematisiert wird.



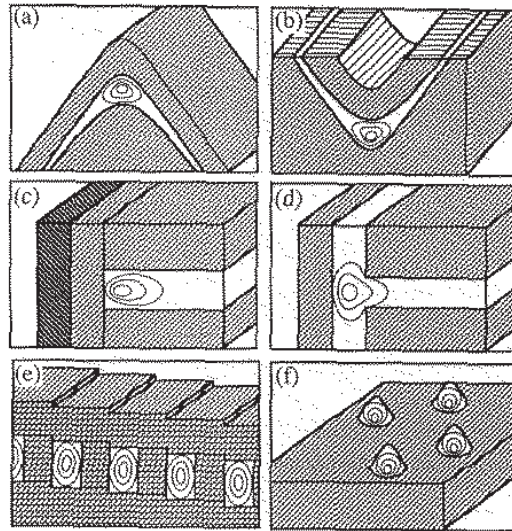


Abb. 4.1: Verschiedene Techniken zur Herstellung von Quantendraht-Strukturen bzw. unter (f) von selbstgeordneten Quantenpunkten. (nach<sup>173</sup>)

Es wird die Herstellung selbstordnender InAs Quantendrähte sowie die Untersuchung der strukturellen und elektrischer Anisotropien beschrieben.

## 4.2 InP: Homo-, Heteroepitaxie und Morphologie: eine Kontroverse

### 4.2.1 Thermodynamik und Kinetik beim InP-basierenden Wachstum

Das System InAs/ InP ist ein verhältnismäßig junges Feld der Forschung zu Verbindungshalbleitern. Manche Frage ist darum noch offen. Einige der kontrovers diskutierten Epitaxie-Ergebnisse sollen hier vorgestellt werden, da sie dem Autor zum Verständnis der nachfolgend präsentierten Ergebnisse unerlässlich scheinen.

Schon beim homoepitaktischen MOMBE-Wachstum von InP auf (100) InP Oberflächen wurde von Cotta *et al* eine Aufrauung der Morphologie beobachtet, die in der Ausbildung von sogenannten Undulationen oder Korrugationen entlang der  $[\bar{1}10]$  Richtung resultieren<sup>174,175</sup>. Die Stärke dieser Undulationen ist eine Funktion der Abscheidungsrate und der Temperatur. Höhere Dampfdrücke begünstigen das Phänomen genauso wie hohe Abscheidungsraten und niedrigere Wachstumstemperaturen. Das Aufrauhen ist ein kinetisch bestimmter Vorgang.

Angenommen, es existiert auf der Oberfläche für dort befindliche, adsorbierte In-Atome (die häufig wachstumsratenbegrenzende Spezies) eine stark anisotrope Diffusionslänge, so wird bei hohen Abscheidungsraten dieser Zustand eingefroren und die Verteilung der In-Atome widerspiegelt die Diffusionslängen  $D_{\bar{1}10}$  und  $D_{110}$ . Dies entspricht genau den experimentellen Befunden<sup>174,176</sup> bei verhältnismäßig niedrigen Wachstumstemperaturen. Bei hohen Temperaturen aber und/oder geringen Abscheidungsraten können die Andockplätze für das Stufenwachstum von den In-Atomen erreicht wer-



den und es gibt ein 2-D-Wachstum. Wie im Abschnitt 1.3 diskutiert spielt auch der P-Partialdruck eine wichtige Rolle.

Aus Abschnitt 1.2 sind die ternären Partner für gitterangepaßtes Heterostrukturwachstum für InP bekannt:  $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$  und  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ . Das Wachstum von InGaAs auf InP verlangt niedrigere Wachstumstemperaturen, da es sonst zu einer verspannungsinduzierten Morphologieveränderung oder Kompositionsfluktuationen kommt. Im Gegensatz zu Cottas Ergebnissen<sup>174)</sup> werden bei Peiro *et al.*<sup>175)</sup> allerdings für die gitterangepaßte wie die gitterfehlangepaßte Heteroepitaxie eine verstärkte Neigung zu morphologischen Veränderungen mit der Erhöhung der Wachstumstemperatur beobachtet.

#### 4.2.2 Morphologieveränderung beim gitterangepaßten Wachstum

Zur Erklärung der Morphologieveränderung beim heteroepitaktischen, gitterangepaßten Wachstum wird ein auf der Minimierung der Gibbsschen freien Energie ( $\Delta G = \Delta H + T\Delta S$ ) basierendes Modell herangezogen<sup>175)</sup>. Bei tieferen Temperaturen dominiert der (erste) Enthalpie- über den (zweiten) Entropieterm. Zur Verringerung der Verspannung der atomaren Bindungen gibt es dann eine lokale Bevorzugung der Nukleation von Binären, was beim Wachstum von  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$  zur Ausbildung von Ga- und In-reichen Bereichen und in der Folge wegen des Aneinandergrenzens von Bereichen mit gering unterschiedlichen Gitterkonstanten zu aufgerauhtem Wachstum führt. Bei hohen Temperaturen gewinnt die Neigung zur Durchmischung (Entropieterm) größeren Einfluß.

Allerdings ist die MBE als Wachstumstechnik weit vom thermodynamischen Gleichgewicht entfernt, was die generelle Plausibilität dieser Argumentation etwas einschränkt. Sowohl statische (energetische, Gleichgewichts-) als auch dynamische (kinetische) Überlegungen sollten eine Rolle spielen.

#### 4.2.3 Morphologieveränderung beim gitterfehlangepaßten Wachstum

Beim gitterfehlangepaßten Wachstum von InGaAs auf InP spielt die Dekomposition keine oder eine untergeordnete Rolle<sup>175)</sup> und kann daher nicht zur Erklärung der beobachteten,  $[\bar{1}10]$  ausgerichteten Oberflächenkorruptionen herangezogen werden und es muß eine andere Modellvorstellung benutzt werden.

Tersoff *et al.*<sup>177)</sup> vergleichen in einer qualitativen, theoretischen Untersuchung verspannungsabbauender Mechanismen den Wettbewerb zwischen der Einbringung von Versetzungen und der Relaxation beim 3-D Wachstum. Die 3-D Geometrie möge eine laterale Ausdehnung  $l \times b$  haben. Die Gesamtenergie einer solchen Insel (unter Vernachlässigung der Kantenenergie) kann geschrieben werden als  $\Delta G = \Delta G_{\text{elast}} + \Delta G_{\text{OF}}$ . Hier bedeuten  $\Delta G_{\text{elast}}$  den Energiegewinn infolge von Relaxation und  $\Delta G_{\text{OF}}$  den Energieaufwand infolge der vergrößerten Oberfläche<sup>178)</sup>.  $\Delta G$  wird bezüglich der Parameter  $l$  und  $b$  minimiert. Tatsächlich findet man oberhalb einer gewissen Schwellenergie  $E_S$  einen Energiegewinn für die Inselbildung. Es gilt  $E_S \propto \epsilon^{-4}$  und zu der kritischen Energie gehört ein kritisches Inselvolumen. Betrachtet man die Nukleationsrate für das Inselwachstum als durch diese Barriere limitiert, so ergibt sich

$$R_s \propto D e^{-U_s \epsilon^{-4}/kT}.$$

Im Vergleich dazu ist die Rate zur Versetzungsbildung

$$R_d \propto e^{-U_b \epsilon^{-1}/kT}.$$

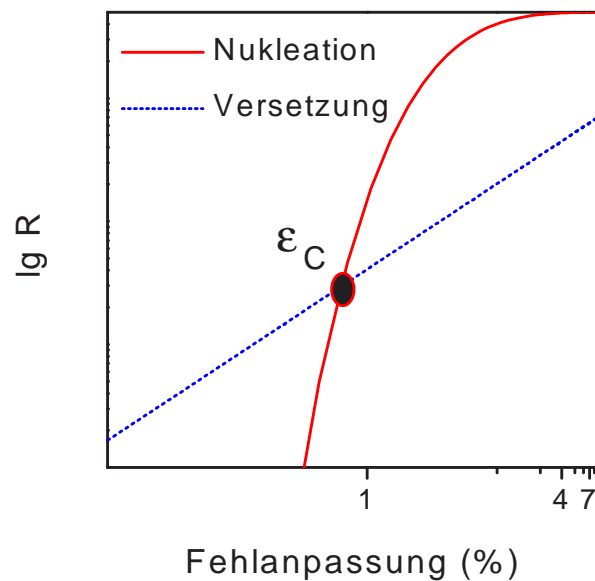


Abb. 4.2: Vergleich der Raten zur Inselbildung und zum Erzeugen von Versetzungen beim gitterfehlangepaßten Wachstum als Funktion der Verspannung. (nach<sup>177)</sup>)

Hierbei ist  $D$  der Diffusionskoeffizient, die Koeffizienten  $U$  sind die Proportionalitätsfaktoren zwischen der Verspannung  $\varepsilon$  und der jeweiligen Energiebarriere. Abbildung 4.2 zeigt diese beiden Raten und es wird deutlich, daß für eine bestimmte, überkritische Verspannung  $\varepsilon_c$  die Nukleation, also die Aufrauhung der Oberfläche, bevorzugt wird. Das  $\varepsilon_c$ , also der Schritt vom 2-D verspannten zum teilrelaxierten System stellt einen Übergang erster Ordnung dar<sup>179)</sup>.

Tersoff zeigt an anderer Stelle<sup>178)</sup>, daß für eine gegebene Verspannung und Oberflächenenergien ein energetisches Optimum zur Ausbildung einer symmetrischen Insel  $l_0 = b_0$  existiert. Wächst diese jedoch über ihren optimalen Radius hinaus so geht sie durch einen Übergang 2.Ordnung in eine rechteckige Geometrie mit schnell wachsendem *aspect ratio* über.

Zusammen genommen erfährt ein Quantenpunkt auf seinem Wege zum Quantendraht also zwei Phasenübergänge. Der Einfluß der Reaktionskinetik ist dabei der, daß die symmetrischen Inseln (nach dem 1. Übergang) wegen der spezifischen Wachstumsbedingungen keinem Reife-Prozeß unterliegen (alle gehen gegen ihren thermodynamischen Limes) sondern durch mangelnde Diffusivität der eintreffenden Adatome überkritisch wachsen. Mikroskopisch macht sich das darin bemerkbar, daß Adatome zwar auf der Oberfläche diffundieren und zu den Nukleationsstufen gelangen jedoch die Diffusion auf den Inseln behindert ist. Dadurch wächst eine Insel schneller lateral als vertikal. Wenn sich also nicht genügend Nukleationskeime bilden können, die Materialabscheidung jedoch fortgesetzt wird, so ergibt die Energieminimierung der Inseln einen instabilen Punkt, von dem an die Ausbildung von stark anisotropen Inseln notwendig wird. Diese bilden Systeme angeordneter Quantendrähte, die wie in Abb. 4.3 dargestellt Folgen von mehratomlagigen Stufen sind.

Eine Folge dieser Überlegung ist, daß sich nach der Nukleation einer Stufe eine negative Energie zur Erhöhung dieser Stufe ergibt (engl.-„step bunching“). Die verringerte Einschnürung der lateralen Gitterkonstante durch eine Relaxation des Gitters über der

Stufe begünstigt die Anlagerung weiterer Gitterbausteine *auf* der Stufe und benachteiligt das 2-D-Wachstum entsprechend dem Schema in Abb. 4.3. Die gegenseitige Abhängigkeit des ‚step bunching‘ und des gitterfehlangepaßten Wachstums wird ebenfalls in der neueren Literatur als Möglichkeit zur Erzeugung von Quantendrahtanordnungen diskutiert<sup>180, 181, 182</sup>).

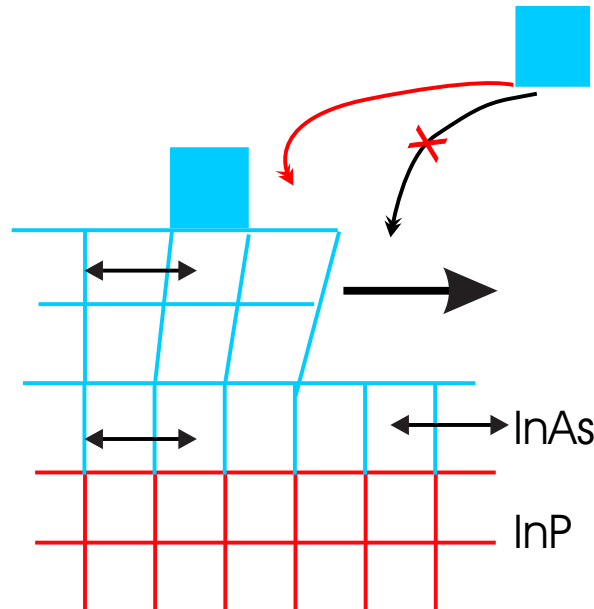


Abb. 4.3: Modell für die selbstorganisierte Ausbildung von multiatomaren Stufen beim verspannungsinduzierten Wachstum. Wegen eines Kraftmonopols kommt es an der Stufe zur elastischen Relaxation des Gitters und als Folge ergibt sich eine negative Stufenbildungsenergie.

Die vorangegangene Diskussion bedeutet, daß es jeweils ausgehend von Energieminimierungsprozessen zwischen gitterfehlangepaßtem und gitterangepaßtem Wachstum einen profunden Unterschied in der Wichtung der Mechanismen gibt, die zu einer Aufrauhung der Oberfläche und damit zur Quantendraht-Formierung führen können. Das kinetische Aufräumen der InP-OF beim homoepitaktischen Wachstum kann im Rahmen solcher thermodynamischen Modelle nicht erklärt werden.

Bei der verspannten Heteroepitaxie ist die Relaxation der Verspannungsenergie in eine 3-D Geometrie die treibende Kraft, die Kinetik ist erst in zweiter Linie für die Geometrieänderung verantwortlich. Bei der (nominell) gitterangepaßten Heteroepitaxie spielen die kinetischen Faktoren eine bestimmende Rolle, aber auch hier können energetische Argumente wie die Entmischung einen gewissen Beitrag liefern.

Krapf *et al.*<sup>183)</sup> machen darüber hinaus darauf aufmerksam, daß die makroskopischen Modelle<sup>178)</sup> nicht in der Lage sind, atomare Stufen zu behandeln, wie sie in der initialen Phase des Wachstums vorhanden sind. Phaner *et al.*<sup>184)</sup> zeigen anhand von Wachstumsexperimenten, daß die kritische Dicke zur Ausbildung von unidirektional ausgedehnten Inseln von der Größe der Verspannung abhängig ist.

#### 4.2.4 Quantenstrukturen auf InP

Quantendraht-Strukturen wurden bereits durch selektives Wachstum<sup>185, 186, 187)</sup> oder durch selbstorganisiertes Wachstum hergestellt. Über selbstorganisierte Quantenstrukturen auf InP, obwohl weniger gut erforscht, als das Standardsystem InAs/ GaAs, wurde

von einer Reihe von Autorengruppen berichtet<sup>188, 189, 31, 72, 74, 190, 191</sup>). Abweichend von der symmetrischen Dotform wurde oft gefunden, daß sich stark asymmetrische Morphologien mit einer Bevorzugung der  $[110]$  Richtung herausbildeten. Für unterschiedliche Wachstumsarten und Matrixmaterialien ( $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$ ,  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$  oder  $\text{InP}$ ) bestehen zwischen den beobachteten Strukturen große Unterschiede.

Man kann zunächst vermuten, daß ein Zusammenhang zwischen der Epitaxietechnik, der Abscheidungsdicke  $d_{\text{InAs}}$  oder der chemischen Unterlage und der Art der gefunden Morphologie besteht. Während<sup>189, 31, 72, 192</sup>) AFM- oder TEM-Untersuchungen von symmetrischen InAs-Quantenpunkten analog denen im GaAs veröffentlichten, zeigen die Autoren in<sup>74, 193, 190, 191, 194, 184, 195, 196</sup>) stark asymmetrische Strukturen (Drähte) sowohl auf InP als auch auf  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$  oder  $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$  ohne das zusätzliche Auftreten von Quantenpunkten. Die Proben wurden mit MBE, GS-MBE, CBE oder MOVPE hergestellt und lassen also keinen Rückschluß von der Wachstumstechnik auf die 3-D Morphologie zu. Die InAs-Bedeckungen  $d_{\text{InAs}}$  variieren zwischen 0 und 6 ML (siehe Abb. 4.4). Obwohl zunächst ein Zusammenhang zwischen Bedeckung und Asymmetrie hergestellt wurde<sup>74, 193</sup>), fanden sich in späteren Arbeiten entweder Quantenpunkte oder Quantendrähte, nie aber beides (abgesehen von einer Arbeit, die 100 nm große Löcher im TEM-Bild als Quantenpunkte interpretiert aber keine Erklärung der deutlich sichtbaren Drähte erbringt<sup>197</sup>). Die bei MBE-Studien verwendeten Temperaturen  $T_S$  lagen zwischen 455 und 525° C und können ebenfalls nicht herangezogen werden, um eine Gruppierung der verschiedenen Proben zu erzielen. In Abb. 4.4 sind verschiedene der Literatur entnommene, experimentelle Ergebnisse von InAs/InP-Strukturen<sup>74, 189, 191, 31, 72, 190, 188</sup>) miteinander verglichen.

In 4.4 (a) ist zuerst die Abhängigkeit der lateralen Ausdehnung von der nominellen Bedeckung mit InAs dargestellt. Zu beachten ist hierbei, daß die Autoren häufig nicht gegebenenfalls auftretende Zwischenschichten (Abschnitt 4.3) betrachteten und die Ordinaten darum u.U. zu klein sind. Es scheint oberhalb einer Bedeckung mit 1.5 ML InAs eine Art kritische Schichtdicke zu geben, nach der sich überhaupt erst 3-D Strukturen ausbilden. Interessant zu beobachten ist die relativ dispersionslose Funktion für die mit einem a versehenen asymmetrischen Strukturen, die alle eine mittlere Breite von 30 nm haben.

In Abb. 4.4 (b) ist die Abhängigkeit der PL-Emissionsenergie von der Bedeckung und in (c) von der Größe der 3-D Strukturen dargestellt. Wenn denn Photolumineszenz-Ergebnisse für die Proben vorlagen, so wurden für die relativ schlecht lokalisierten Zustände in den Quantendrähten häufiger energetisch niedrige Werte bei 0.7 eV angegeben, während für Quantenpunkte die Emissionsenergien zwischen 0.7 und 1.13 eV variieren. Eine Art Daumenregel läßt sich aus der gestrichelten Linie in (c) ableiten: für größere Strukturen nimmt der Quantisierungseffekt stark ab und es gibt für kohärente Proben einen asymptotischen Grenzwert bei 0.65 eV, bei dem Quantisierungseffekte kaum noch eine Rolle spielen. Für asymmetrische Strukturen existieren bislang zu ungenaue und zu wenige experimentelle Daten, um eine Abhängigkeit zu erkennen.

Ebenfalls mit unterschiedlichen Resultaten wurde von Atomaustauschprozessen berichtet, teils 3-D Strukturen<sup>188</sup>), teils 2-D Strukturen<sup>172</sup>) ausbildend. Austauschprozesse sind in unserer Wachstumsconfiguration (beide Gase werden durch eine Hochtemperaturzelle in den Rezipienten geleitet) von höherer Bedeutung, als Durchmischung oder Memory-Effekt (vgl. 4.1) und sollen im nächsten Abschnitt im Detail betrachtet werden, da sie einen wichtigen Einfluß auf die Herstellung unserer Quantendrähte haben.

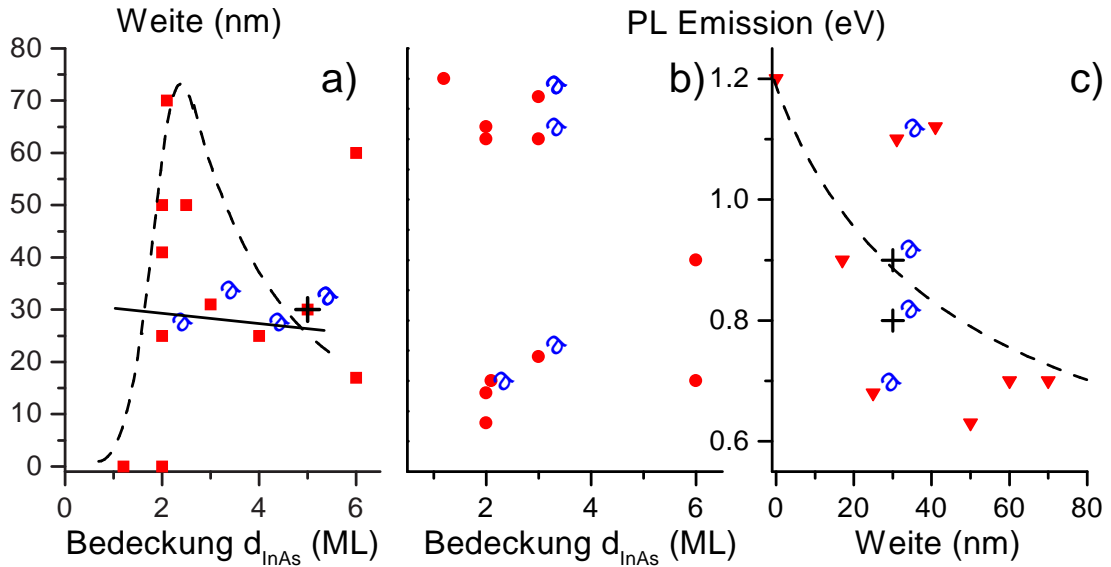


Abb. 4.4: Literaturdaten für Größendispersion (a) und PL-Emission (b und c) von 0-D bzw. 1-D InAs/InP-Quantenstrukturen als Funktion von nomineller Bedeckung und lateraler Ausdehnung. Mit a gekennzeichnete Proben sind Quantendrähte, deren Weite relativ konstant für unterschiedliche Bedeckungen ist (durchgezogene Linie). Zum Vergleich sind mit den Kreuzen Daten aus der vorliegenden Arbeit gegeben. Die gestrichelten Linien sind als Führung des Auges gedacht.

### 4.3 Austauschprozesse in III-V Systemen: Untersuchungen ‚falscher‘ InAs/ InP Multiheterostrukturen

In Epitaxieverfahren, wie der GSMBE oder MOVPE, treten beim Heteroübergang zwischen zwei Halbleitern mit unterschiedlichen anionischen Untergittern Zwischenschichten mit kompositionellen Gradienten auf<sup>[198, 199, 172]</sup>. Diese können sich über einige Monolagen erstrecken. An die Stelle der idealen Struktur (z.B. kastenförmiges Bandkantenprofil = abrupte Grenzfläche) tritt ein zufälliges Bandprofil (reale Struktur), welches, wie in Abb. 4.5 gezeigt, in Monolagenstufen variiert. Am Beispiel eines nominell 2 ML dicken InAs-QW in modulationsdotiertem InP wurde die Elektronenverteilung  $n(z)$  berechnet.  $n(z)$  hat eine sichtbar größere HWB, wenn man einen teilweisen Atomaustausch für die erste ML InAs-Wachstum annimmt. Die Energie des niedrigsten gebundenen Zustands ist ebenfalls betroffen (nicht gezeigt). Dadurch streuen die (optischen) Übergangsenergien insbesondere an sehr dünnen Quantengraben teilweise beträchtlich<sup>[167, 168, 169, 200]</sup>. Hinzu kommt, daß die Zwischenschichten im allgemeinen verspannt sind, selbst wenn die Heterostruktur nominell gitterangepaßt ist. Dadurch wird die Degeneration des Valenzbands aufgehoben. Auch kann es durch Aufsummierung der Verspannung bei multiplen Heteroübergängen zur Ausbildung verspannungsinduzierter Versetzungen kommen.

Die Kompositionsgradienten können i.a. an der unteren und der oberen Grenzfläche wirklicher Heterostrukturen auftreten. Sie werden dann durch zwei zu unterscheidende Effekte bedingt, die Substitution von Oberflächenatomen auf der einen Seite und den Memory-Effekt (Restgasverschleppung) auf der anderen<sup>[201]</sup>. Beide Prozesse haben grundlegend unterschiedliche Abhängigkeiten von der Wachstumstemperatur (Diffusion wird durch hohe Temperaturen begünstigt, adsorbierte Überschußatome aber leichter abgegeben) aber eine ähnliche vom Gasdruck. In beiden Fällen ergibt sich bei höherem

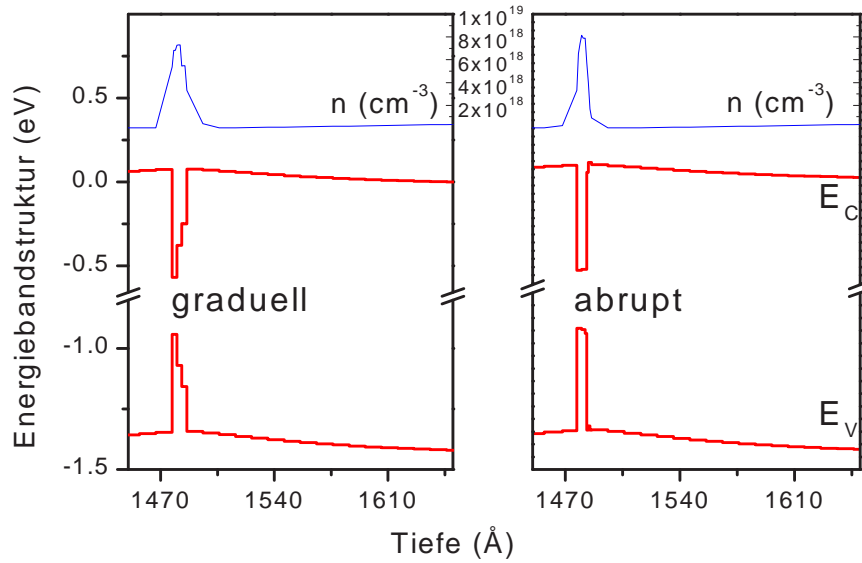


Abb. 4.5: Bandkantenverläufe für modulationsdotierte Heterostrukturen mit (graduell) und ohne (abrupt) Zwischenschichten. Auch gezeigt ist der Effekt auf die Elektronenverteilung  $n(\text{Tiefe})$ , die sich beim Übergang von der idealen zur realen Grenzfläche beträchtlich verbreitert.

Gasüberschuß eine größere Dicke der Zwischenschicht.

Im Unterschied zur MOVPE<sup>200)</sup> ergibt sich aus niedrigen Substrattemperaturen bei der GS-MBE jedoch kein Problem zur Pyrolyse des Hydrids. Dadurch sind die angebotenen Spezies aktiver bei der Diffusion. Auch ist ein kompletter Gasaustausch wegen der größeren, mittleren freien Weglänge sehr viel schneller zu realisieren. An mit GS-MBE hergestellten Proben durchgeführte Raman-Untersuchungen<sup>202)</sup> lassen den Schluß zu, daß der bestimmende Prozeß hier im Gegensatz zur MOVPE<sup>200)</sup> der Atomaustausch ist.

Solcherart technologische Probleme sollten möglichst gut kontrolliert (Entwicklung optimierter Gasschaltsequenzen) und modelliert werden können, da anderenfalls die realen Strukturen nicht korrekt eingeschätzt werden. Eine umfangreiche Behandlung der Energiebandstrukturen von InGaAsP-Quarternär-Heterostrukturen basierend auf van der Walle's Modell<sup>131)</sup> findet sich bei Lamberti<sup>198, 199)</sup>.

Eigene Untersuchungen für eine Reihe von III-V Systemen sollen diese Fragestellung beleuchten helfen. Als generelles Resultat finden wir auf (100) Oberflächen von GaAs, InAs, GaP und GaInP den Austausch von Atomen der V-ten Hauptgruppe unter AsH<sub>3</sub>- bzw. PH<sub>3</sub>-stabilisierten Bedingungen, wenn die Oberfläche aus den Atomen der jeweils anderen Spezies besteht. Dieses Resultat hat Konsequenzen auf die Präparation z.B. von wirklichen InAs/ InP Heterostrukturen, da die Ausbildung einer 2-D pseudomorphen Schicht in dem Falle nicht durch Epitaxie, als vielmehr durch Diffusion vonstatten geht.

Zur Untersuchung des Heterosystems InAs/ InP stellten wir eine Reihe von Proben in der GSMBE mittels Diffusion bei unterschiedlichen Wachstumsparametern her. Die **Wachstumsparameter** sind im einzelnen:

- die Wachstumstemperatur  $T_S$  bei der der Atomaustausch stattfindet,
- die PH<sub>3</sub>-Gasspülzeit  $t_{PH_3}^1$  nach Beendigung der In-Zufuhr,
- eine Totzeit  $t_d$  ohne Gaszufuhr,



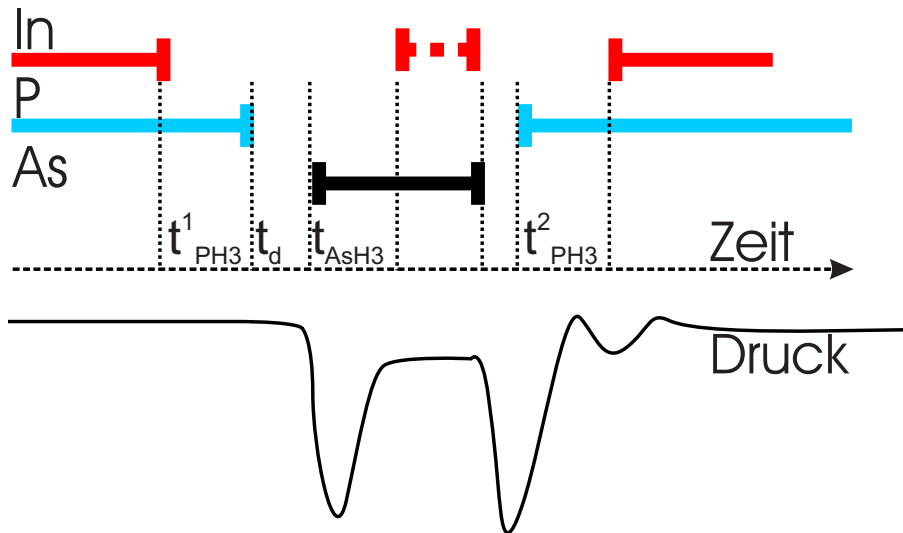


Abb. 4.6: Schaltsequenz einer InP/ InAs/ InP Heterostruktur. Verschiedene Gasspülzeiten werden beim Übergang zwischen verschiedenen anionischen Subgittern verwendet. Für die Diffusionsproben (FMQW) bleibt der In-Shutter während der  $\text{AsH}_3$ -Zeit  $t_{\text{AsH}_3}$  geschlossen. Im unteren Bildteil ist ein typischer Druckverlauf bei der GS-MBE einer solchen, etwa 2 min dauernden Sequenz gezeigt.

- die  $\text{AsH}_3$ -Gasspülzeit  $t_{\text{AsH}_3}$ ,
- die InAs-Abscheidungszeit  $t_{\text{InAs}}$  und
- die  $\text{PH}_3$ -Gasspülzeit  $t_{\text{PH}_3}^2$  vor der Fortsetzung des InP-Wachstums.

Sie sind auch in Abb. 4.6 anhand einer Shutter-Schaltsequenz zur Erzeugung einer InP/ InAs/ InP-Heterostruktur erläutert.

Als besonders geeignet für die Untersuchungen stellten sich dabei multiple Heterostrukturen heraus (siehe Abschnitte 1.4.1 und 3.2.2), die durch eine periodische Wiederholung derselben Gasschaltsequenzen entstanden. Die dadurch entstehenden FMQW wurden mit Röntgenbeugungsexperimenten (DC-XRD) strukturell untersucht, wie schon vorher für das InAs/GaAs-System getan (3.2.2). Die Simulation (oder einfacher die Benutzung der Glgn. 1.28 und 1.27) der entsprechenden Rockingkurven erlaubt sehr genaue Aussagen über die totale Menge des eingebauten InAs-Binärs. Die Benutzung von Binären zur Modellierung ist ein idealer Grenzfall der wirklichen Struktur. Tatsächlich gibt es wegen der zufälligen Natur der Diffusion einen Kompositionsgradienten in der Grenzfläche. Durch die Messung der Dämpfung der Übergittersatelliten (besonders die weit abseits vom Substratpeak liegenden) kann man diesen Gradienten ermitteln.

In Abb. 4.7 ist ein allgemeines Schema der multiplen Heterostrukturen dargestellt. Sie bestehen aus 15 Wiederholungen der im linken Bildteil vergrößerten Schichtfolge. Die ca. 250 Å dicken InP-Bereiche sind modulationsdotiert und durch verhältnismäßig dünne Schichten, durch Diffusion herausgebildeten InAs voneinander getrennt.

In Abb. 4.8 ist ein Ausschnitt des gemessenen Röntgenbeugungsspektrums für eine Probe mit 120 s Diffusionszeit zusammen mit der zugehörigen Simulation dargestellt. Die ermittelte Periodenlänge ist 268 Å wobei das InAs bei Annahme eines abrupten Übergangs 4.5 ML dick ist.

In Abb. 4.9 schließlich ist die berechnete Amplitudendämpfung der Satellitenpeaks für zwei verschiedene Fälle dargestellt. Die mit abrupt benannten Punkte stehen für die



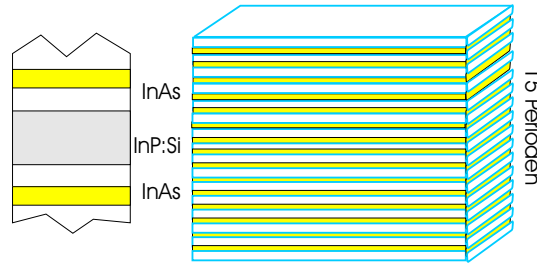


Abb. 4.7: Schema der verwendeten multiplen InAs/ InP Heterostrukturen. Ein Teil der InP-Schichten ist Si-dotiert. Die InAs-Potentialsenke ist von diesen Donatoren durch einen undotierten Abstandshalter getrennt.

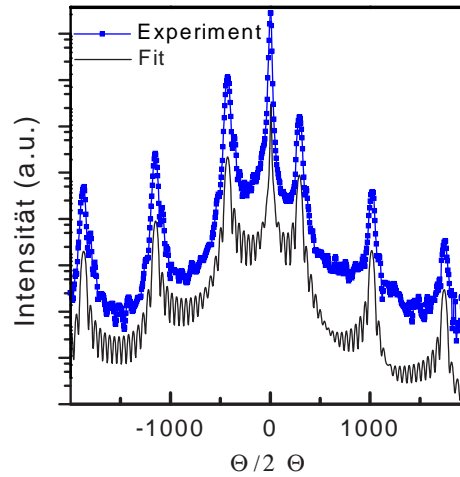


Abb. 4.8: (004)-Bragg-Reflex der Cu- $K_{\alpha 1}$ -Linie einer durch Diffusion hergestellten multiplen Heterostruktur InP/ InAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub>. Zentraler Ausschnitt mit Pendellösungen und Simulation durch einen InAs/ InP-MQW (entsprechend Bild 4.7) mit 268 Å Periodenlänge und einer InAs-Dicke von  $d_{\text{InAs}} = 4.5$  ML.

Simulation des Falls eines Übergangs InAs/ InP, die mit graduell benannten Punkte dagegen stehen für den Fall eines über 20 ML linear abfallenden y-Wertes einer InAs<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>-Legierung bei konstanter Gesamtmenge InAs. Es wird deutlich, daß die Dämpfung für den graduellen Übergang viel stärker ist. Der Anstieg in der Satellitendämpfung des als durchgezogene Linie dargestellten linearen Bereichs in Abb. 4.9 beträgt 0.177 (0.460) für den abrupten (gradueller) Übergang. Die Dämpfung der Satelliten in Abb. 4.8 liegt zwischen 0.2 und 0.3, was für einen relativ abrupten Übergang zwischen dem InP und der legierten InAs<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>-Schicht spricht.

Die Präsenz der Pendellösungen im experimentellen Spektrum wird in erster Linie durch die Güte der Reproduktion in jeder Periode bestimmt, weniger durch das Vorhandensein einer gradierten Schicht. Da die Pendellösungen für die Diffusionsproben zwischen dem 0. und dem -2. Satelliten gut angepaßt werden können, schließen wir ein hohes Maß an Reproduzierbarkeit der Periode.

Gelegentlich kommt es vor, daß zusätzlich zur Verkippung (offcut) des Substrats die Schicht verkippt aufwächst. Während für nicht exakt orientierte, schwach gitterfehlange-

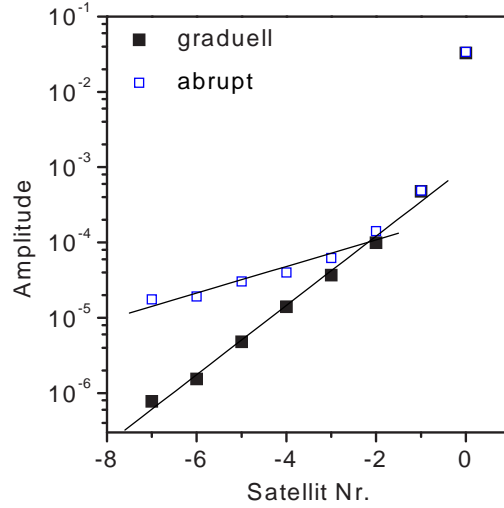


Abb. 4.9: Die Abnahme der Satelliten bei der Simulation von Übergittern ist stark abhängig von der Abruptheit der Grenzflächen. Verglichen wird bei gleicher nomineller Bedeckung mit InAs die Entwicklung der Amplituden der Satelliten für eine abrupte Binär-Binär-Grenzfläche und für eine über 20 ML gradierte InAs<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>-Schicht.

paßte Schichten meist eine Mittelung zweier um 180° unterschiedlicher Probenrotationspositionen ausreicht, kann eine zusätzliche Verkippung, wie sie in Abb. 4.10 dargestellt ist, die Mittelung von vier um 90° gedreht gemessenen  $\Delta\Omega_i$  (nach Glg. 1.28) erfordern. Der Verkippungswinkel  $\tau_{SL}$  ergibt sich dann aus

$$\tau_{SL} = \frac{\sqrt{(\Delta\Omega_1 - \Delta\Omega_3)^2 + (\Delta\Omega_2 - \Delta\Omega_4)^2}}{2}. \quad (4.1)$$

Die Auswertungen der DC-XRD-Messungen an unseren stark verspannten Proben bedürfen besonderer Sorgfalt, da die Schichten abhängig vom Winkel zwischen der Brechebene und der Oberflächennormale unterschiedliche Werte für die Aufspaltung von Substrat- und 0. Satellitenpeak sowie für die ermittelte Periodenlänge zeigen werden, wie es in Abb. 4.10 dargestellt ist. In diesen Proben tritt der bemerkenswerte Fall auf, daß die durch die Verspannung bestimmte Aufspaltung zwischen Substrat- und Schichtpeak nicht in Phase mit der Verkippung des Substrats ist.

Es wurden Versuche gemacht, um den Einfluß der Wachstumstemperatur  $T_S^{\text{InAs}}$  auf den Legierungsprozeß zu untersuchen. Die Temperatur wurde ausgehend von einer InP-Wachstumstemperatur von 445° C (gemessen mit einem Thermocouple hinter dem Substrat) durch Wachstumspausen verändert, daß  $T_S^{\text{InAs}}$  zwischen 420 und 480° C variiert werden konnte. Abbildung 4.11 zeigt die Ergebnisse der symmetrischen XRD-Messungen. Zum einen sieht man an  $d_{\text{InAs}}$ , daß bis zu einer bestimmten Temperatur die Dicke der verspannten Schicht zunimmt. Dies ist bedingt durch die thermisch aktivierte Diffusion des As in die InP-Matrix. Bei vergleichsweise hohen Temperaturen nimmt sie dagegen wieder ab, was wir auf thermische Desorption der As- bzw. beginnende Segregation der In-Atome zurückführen. Eine mögliche Gegenmaßnahme wäre, an dieser Stelle den Gaspartialdruck des AsH<sub>3</sub> zu erhöhen. Wir haben jedoch diese Temperaturregion nicht-vollständigen In-Einbaus meist gemieden. Aus der Abhängigkeit der Periodenlänge von der Temperatur sieht man, daß durch die Atomaustauschprozesse InP Matrixmaterial konsumiert wird. Je höher die thermische Aktivierung, um so kürzer ist die Dicke der InP-Schicht. Um si-

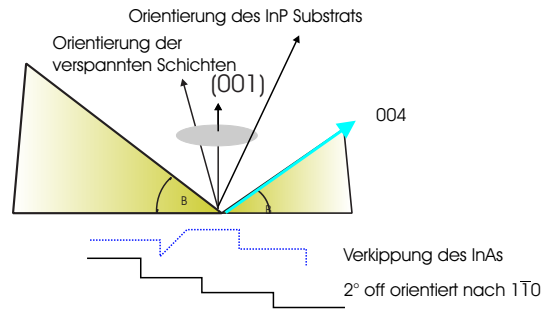


Abb. 4.10: Bei stark verspannten Schichten kommt es zu unterschiedlichen Verkipfungswinkeln der aufgewachsenen Matrix und der verspannten Schicht. In unserm Fall ist die Verkipfung des Substrats ausschlaggebend für den Verkipfungswinkel der Periode. Die Bestimmung der mittleren Dicke der InAs-Schicht  $d_{\text{InAs}}$  zeigt jedoch eine andere Abhängigkeit vom Rotationswinkel bei der DC-XRD-Messung. Die dargestellten Winkel sind nicht maßstäblich.

cherzugehen, daß es kein Überschußindium ist, was zum Aufbau der legierten  $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ -Schicht verbraucht wird, wurden auch Versuche mit einer verlängerten  $\text{PH}_3$ -Spülzeit  $t_{\text{PH}_3}^2$  gemacht, die aber keine Bestätigung einer solchen Hypothese erbrachten.

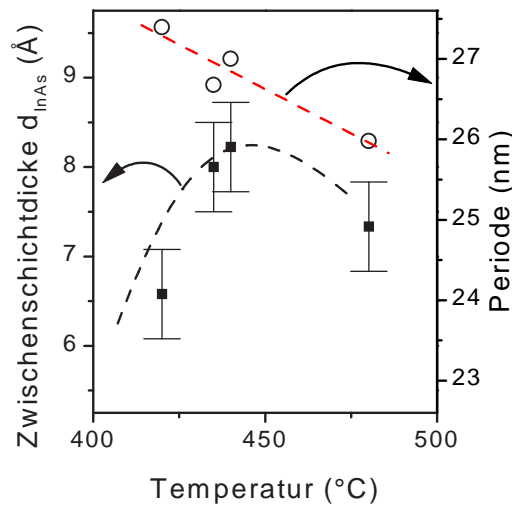
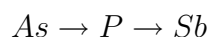
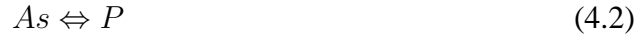


Abb. 4.11: Die Ausbildung einer Mischphase  $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$  in InP durch Atomaustausch als Funktion der Temperatur ( $t_{\text{InAs}}=25\text{s}$ ). Die Zwischenschichtdicke ist die aus den DCXRD-Messungen bestimmte adäquate InAs-Bedeckung. Die Abnahme der InP-Dicke mit der Temperatur ist in der Konsumption des InP beim Aufbau der Mischphase begründet.

Das wichtigste Ergebnis dieser Arbeit an FMQW ist es, ein *Maß* für diesen unvermeidlichen Prozeß zu gewinnen, d.h. den quantitativen Zusammenhang zwischen Spülzeit  $t_{\text{AsH}_3}^2$  und der Dicke der durch Atomaustausch entstandenen Heterostruktur zu ermitteln. Wie oben erwähnt, ist der Prozeß von uns in unterschiedlichen Materialsystemen beobachtet worden sowie auch seine teilweise Reversibilität (vgl. auch<sup>202</sup>). Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu oft zitierten Austauschketten. Es gilt nicht:



Es gilt:



In Abb. 4.12 sind die Ergebnisse sowohl für die in diesem Kapitel interessanten InAs/ InP Heterostrukturen als auch für das System GaP/GaAs dargestellt. Die relevanten Wachstumstemperaturen sind 450 (550)°C für das InP(GaAs)-basierende System. Der Hintergrunddruck lag bei  $2(1.6) \times 10^{-5}$  Torr für AsH<sub>3</sub>(PH<sub>3</sub>). Wie man sieht, finden bei beiden Systemen Atomaustauschprozesse auf der gleichen Zeitskala statt.

Zum Vergleich sind außerdem die Ergebnisse einer XRD-Untersuchung des As-Atomaustauschs durch P beim MOCVD-Wachstum gegeben<sup>203, 204</sup>. Dort wurde ein sehr schneller, initialer Austausch beobachtet und es wurden asymptotische Dicken der Austauschschicht bei ca. 2 ML erreicht.

Die Daten für das InAs/ InP System lassen keinen Zweifel daran, daß zwei Teilprozesse den Atomaustausch verursachen. Anfangs werden sehr schnell die P-Atome über 2 ML InP durch As-Atome ausgetauscht. Später wird der Austauschprozeß weniger effektiv, da er über einige Gitterebenen in die Tiefe wirken müßte. Zum einen fehlt dann der Konzentrationsunterschied an der Oberfläche als Triebkraft der Diffusion und zum anderen wird der Einbau des verspannten InAs mit Zunahme der Verspannung auch energetisch ungünstiger. Ein zweiter, etwas langsamerer Prozeß führt das System zu einem Gleichgewichtszustand. Der gesamte Austauschprozeß kann mittels zweier Zeitkonstanten  $\tau_i$  mit  $i=1,2$  beschrieben werden

$$d_{InAs} = A(1 - \exp(-x/\tau_1)) + B(1 - \exp(-x/\tau_2)). \quad (4.3)$$

In Abb. 4.12 wurden den verschiedenen Kurven entsprechend Glg. 4.3 auch die Zeitkonstanten des schnelleren Prozesses zugeordnet. Bei der MBE ist diese Zeitkonstante ausreichend groß, um eine Kontrolle über die Dicke der Austauschschicht zu gewinnen, was für die MOCVD-Proben mit  $\tau_1 = 1.2s$  nur schwierig möglich ist.

Erstaunlich genug wirkt der Prozeß in der MBE verglichen zur MOCVD über dickere Schichten (mehr als 4 ML) bevor er in eine Sättigung geht. Die Triebkraft der Diffusion ist so groß, daß sogar der energieaufwendige Versetzungseinbau beobachtet wird. In das als planare Schicht vorliegende Paket InAs/ InP baut sich bei Wiederholung der Schichtfolge ein Netzwerk aus 90°-Versetzen ein. Dieses Stadium geht mit einem sprunghaften Anstieg der HWB der Satellitenpeaks in den DC-XRD-Spektren einher. In Abb. 4.13 ist die Kathodolumineszenz-Aufnahme einer solchen Probe gegeben. Die Versetzungen werden durch die in ihrem Wirkungsbereich herabgesetzte Wahrscheinlichkeit strahlender Rekombination als dunkle Linien entlang [110] und  $[\bar{1}10]$  sichtbar. Die unterschiedliche Dichte dieser Versetzungen entlang [110] und  $[\bar{1}10]$  weist auf eine nicht-tetragonale Symmetrie der teilrelaxierten Schicht hin.

Eine Erklärung für den stärker wirksamen Atomaustausch in In-haltigen Binären im Vergleich zu GaAs läßt sich in der unterschiedlichen Desorptionsrate  $k_{des}$  der V.-Gruppe Elemente der entsprechenden Binäre finden. Hier gilt bei einer gegebenen Temperatur  $k_{des}^P(\text{InP}) > k_{des}^{As}(\text{InAs}) \gg k_{des}^{As}(\text{GaAs})$ <sup>205</sup>. Das bedeutet, daß die Atomaustauschprozesse zwischen InAs und P bzw. InP und As wegen ähnlicher Bindungsenergien relativ leicht vonstatten gehen, wohingegen für die Reaktionen zwischen GaAs und P bzw. GaP und As eine beträchtliche thermische Aktivierung notwendig ist.

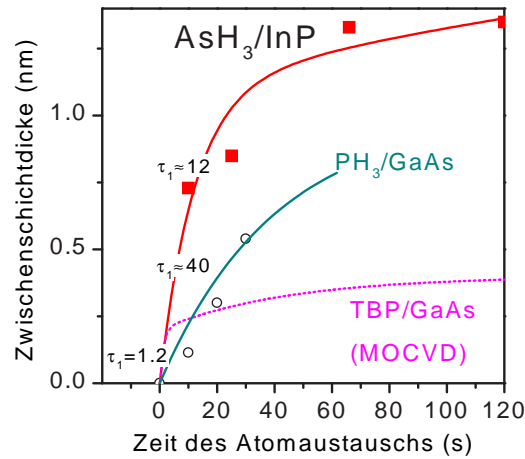


Abb. 4.12: Unter dem Einfluß eines Fremdgases bilden sich in verschiedenen Verbindungshalbleitern Mischphasen. Dargestellt ist deren Dicke der Mischphase als Funktion der Reaktionszeit unter der Annahme einer Binär-Binär-GF für die Grenzflächen GaP/GaAs und InAs/ InP (experimentelle Werte+durchgezogene Linie). Hinzugefügt wurden auch die Zeitkonstanten des initialen Austausches entsprechend Glg. 4.3 sowie die Werte aus<sup>203)</sup>(gepunktete Linie).

Wir haben in diesem Abschnitt die beim Übergang zwischen Verbindungshalbleitern mit unterschiedlichen anionischen Subgittern entstehenden Mischphasen mittels DC-XRD-Messungen an FMQW untersucht. Besondere Berücksichtigung lag hier beim System InAs/ InP, da diese Resultate dazu herangezogen werden sollen, um in Abschnitt 4.4 den Gasspülschritt beim realen Heterostrukturwachstum als aktiven Wachstumschritt zu charakterisieren. Das Abklingverhalten der Satellitenpeaks spricht für einen schmalen Übergangsbereich, weshalb wir die verwendete, ideale Binär-Binär-Grenzfläche als gerechtfertigt ansehen. Genauere Daten über die Profile der Mischphasen kann man erhalten, wenn man anstelle der Simulation eine Fitroutine für XRD-Spektren stellt und sie mit den zugehörigen PL-Spektren vergleicht<sup>172)</sup>.

## 4.4 Selbstgeordnete InAs Quantendrähte in InP

### 4.4.1 Kathodolumineszenz-Untersuchungen

Einleitend zu diesem Abschnitt 4.4 soll anhand der optischen Eigenschaften der Unterschied zwischen den 2-D FMQW und den realen InAs/ InP Heterostrukturen gezeigt werden. Wie bereits in Abb. 4.4 gezeigt sind die Übergangsenergien in unseren Strukturen mit 3-D-Morphologie zwischen 0.8 und 0.95 eV. In Abb. 4.14 sind daneben die im Abschnitt 4.3 besprochenen Diffusionsproben zu sehen, deren Übergangsenergien alle größer als 1.15 eV sind. Diese KL-Peaks sind symmetrisch und sie haben eine HWB von wenigen meV. Das läßt sich damit erklären, daß durch den Atomaustauschprozeß sehr dünne Quantengraben mit guter Kristallperfektion entstanden sind. Eine Stellung etwas abseits hat die Probe # 800, die mit der in Abb. 4.13 identisch ist. Wie bereits diskutiert, ist diese Probe teilrelaxiert. Dadurch kommt es zu einer recht deutlichen Rot-Verschiebung der Emissionsenergie und einer größeren Halbwertsbreite. Durch die Relaxation verringert sich der Anteil der biaxialen Verspannung an der Energie des optischen Übergangs

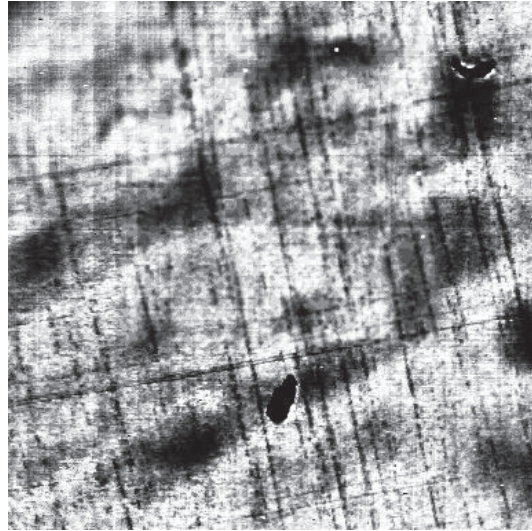


Abb. 4.13: Die planare Kathodolumineszenzaufnahme gibt einen  $200 \times 200 \mu\text{m}$  großen Ausschnitt einer durch Atomaustausch entstandenen InAs/ InP-FMQW-Struktur wieder. Die dunklen Linien sind Versetzungen die aufgrund der 15-fachen Wiederholung der hochverspannten Schichtfolge entstehen.

und durch die größere Grabenbreite die Quantisierungsenergie.

Die mittels verschiedener Wachstumsregimes (MEE- Molekularstrahlepitaxie mit alternierendem Gruppe III und V Molekularstrahl und konventionelle GS-MBE<sup>206</sup>) hergestellten, realen Heterostrukturen zeigen dagegen stark asymmetrische Spektren mit starker Rot-Verschiebung. In Abb. 4.14 sind Messungen an Proben mit einer effektiven InAs-Dicke von 15 (#837, #838) bzw. 21 Å (#789) dargestellt.

Eine systematische Untersuchung verbietet sich, da wir mit unseren Meßmitteln bei  $1.5 \mu\text{m}$  an unsere Grenzen stoßen. Wir möchten an dieser Stelle jedoch konstatieren, daß die es eine klare Unterscheidung zwischen 2-D und 3-D gewachsenen Proben gibt. Als Aussicht für unsere weitere Arbeit seien die polarisationsabhängige Untersuchung optischer Eigenschaften sowie eine Untersuchung mit Mikro-PL genannt.

#### 4.4.2 Strukturelle Untersuchungen

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie DC-XRD Messungen zur Probencharakterisierung auch in Gegenwart von 3-D-Wachstum der InAs-Schichten herangezogen werden können. Darüber hinaus werden die selbstordnenden Drähte mit bildgebenden Techniken wie AFM und TEM näher charakterisiert.

Zur Bestätigung unserer Wachstumsraten und zur experimentellen Absicherung der Probenparameter wurden alle Proben mit DC-XRD-Messungen untersucht und die Spektren simuliert. Die Spektren einer Reihe von Proben mit zunehmender InAs-Bedeckung  $d_{\text{InAs}}$  werden in Abb. 4.15 gezeigt. Die durch Erhöhung von  $d_{\text{InAs}}$  wachsende Verspannung (angedeutet durch den Pfeil) läßt sich an dem 0. Satelliten ablesen, dessen Abstand vom Substratpeak sich entsprechend Glg. 1.28 vergrößert. Auffällig ist die abgerundete Form der Satelliten, die nur für die Proben #927 (geringste Bedeckung und MEE) und #837 (hohes  $T_S$ ) weniger stark ausgeprägt ist<sup>1</sup>. Ebenso wird die HWB der Satelliten geringer, wenn man die Aufdampftrate des Indium um eine Größenordnung herabsetzt

<sup>1</sup>Diese Proben sind vergleichsweise nah am Stufenwachstum. Für höhere thermische Energien verringert sich die Stufenbildungsenergie<sup>179</sup> und es gibt ein weniger ausgeprägtes kinetisches Aufrauen<sup>174, 176, 189</sup>.



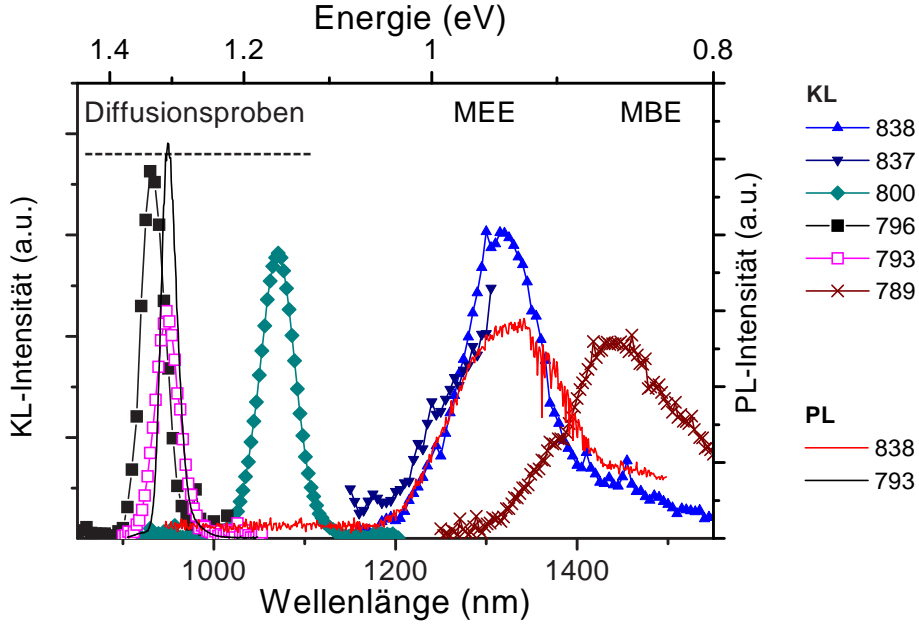


Abb. 4.14: Die Kathodolumineszenz(KL)- und Photolumineszenz(PL)-Spektren bei 77 K an verschiedenen InAs/ InP-Heterostrukturen. Die Diffusionsproben sind die im Abschnitt 4.3 diskutierten. MEE: sind mittels GSMBE und alternierendem Molekularstrahl und MBE: sind konventionell hergestellte Proben mit 3-D Morphologie. (mit freundlicher Unterstützung L. Höring)

(hier nicht gezeigt). Die mit #893 bezeichnete Probe mit einer mittleren Bedeckung von  $21 \text{ \AA}$  ist nicht kohärent gewachsen. Aus den Spektren läßt sich u.a. auch das in Abb. 4.10 diskutierte Problem der Drehung von zwei unterschiedlichen Verkipnungen von Periode und verspannter Schicht sehen. Der große Unterschied in den Satellitenabständen (reziproke Periodenlänge) und im Abstand zwischen Substrat- und Schichtpeak zwischen den nominell gleichen Proben #837 und #838 ist jedoch auf eine thermisch sehr unterschiedliche Aktivierung des Atomaustauschs zurückzuführen. Der Vergleich mit den durch Diffusion gewachsenen InAs/ InP-Heterostrukturen zeigt darüber hinaus, daß (i) die Satelliten schneller gedämpft werden und (ii) daß die starke Verbreiterung durch die 3-D-Morphologie in diesen Proben keine Beobachtung von Pendellösungssoszillationen zuläßt.

In Abb. 4.16 wird die Entwicklung der aus den Spektrensimulationen gewonnenen mittleren Dicken der InAs-Schicht gegen die Zeit der Abscheidung des InAs aufgetragen. Für alle Proben wurde außerdem aus den  $\text{AsH}_3$ -Gasspülzeiten  $t_{\text{AsH}_3}$  der Offset für eine Mischphase bestimmt und zur Dicke, welche aus der nominellen Abscheidungsrate bestimmt wurde, addiert

$$d_{\text{InAs}} = t_{\text{InAs}} \times \text{Wachstumsrate} + t_{\text{AsH}_3} \times \text{Diffusionsrate}.$$

Dem Offset und der nominellen Dicke ist je eine der durchgezogenen Linien zugeordnet, die die Linearität der experimentell bestimmten Wachstumsrate auch in Gegenwart dreidimensionaler Morphologie illustrieren sollen. Eine solche lineare Abhängigkeit wird auch im Kapitel 3 für Quantenpunkte berichtet. Sie hält auch hier abgesehen von zwei kleineren Korrekturen: (i) bei kleineren Bedeckungen kann während der Wachstumsunterbrechung ein Atomaustausch auch durch die bereits abgeschiedene Submonolage InAs hindurch realisiert werden und (ii) bei sehr hohen Bedeckungen ( $d_{\text{InAs}} > 21 \text{ \AA}$ ) wird die



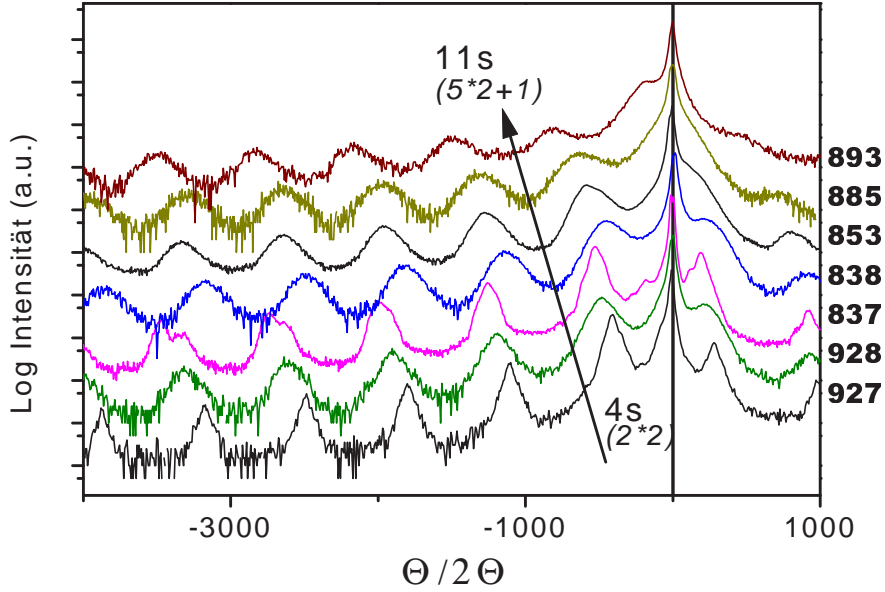


Abb. 4.15: (004)-Bragg-Reflex mehrerer durch MEE hergestellter, multipler InAs/ InP Heterostrukturen mit von unten nach oben zunehmender InAs-Bedeckung (Parameter ist  $t_{\text{InAs}}$ ). Zwischen #927 und #928 besteht nur ein Unterschied in der Anzahl der Wachstumsunterbrechungen und zwischen #837 und #838 in der Wachstumstemperatur  $T_S$ . Die Spektren wurden gegeneinander verschoben.

gemessene Dicke durch die partielle Relaxation der Probe verfälscht. Die Abscheiderate für InAs, die aus Abb. 4.16 bestimmt wurde, beträgt  $1.15 \text{ \AA/s}$ .

Wie bereits im Abschnitt 4.2.4 diskutiert, gibt es eine fortwährende Kontroverse über die Art der 3-D Morphologie im System InAs/ InP. Wir beobachten sowohl auf InP als auch auf gitterangepaßtem  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$  und  $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$  (wo Atomaustauschprozesse keine Rolle spielen) in einem weiten Temperaturbereich ( $420^\circ \leq T_S \leq 480^\circ \text{ C}$ ) keine Quantenpunkte sondern immer Quantendrähte. Es wurden eine Reihe von Proben mit ähnlichen Wachstumsbedingungen als strukturelle Referenzen hergestellt. Wir untersuchten diese *ex-situ* mit AFM und TEM. Zu unseren Ergebnissen sehr ähnliche AFM-Resultate wurden für mittels CBE gewachsene GaAs/GaP Proben gefunden, die einen ähnlichen Gittermistfit aufweisen (3.7 %) <sup>6)</sup>. Dort findet sich auch eine systematische Untersuchung der RHEED-Muster, die wir ähnlich bei unserem Wachstum beobachten konnten.

Abbildung 4.17 stellt Ausschnitte von jeweils  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  großen AFM-Bildern unbedeckter Quantendrähte auf  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$  (a),  $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$  (b) und InP (c) bei ungefähr der gleichen Bedeckung  $d_{\text{InAs}}$  gegenüber. Die AFM-Untersuchungen wurden an Proben durchgeführt, die bei  $T_S^{\text{InAs}} = 440^\circ \text{ C}$  gewachsen wurden. Auf InP wurden ca.  $11 \text{ \AA}$  (2 ML InAs durch Diffusion und  $4.6 \text{ \AA}$  durch MBE) abgeschieden. Auf den beiden gitterangepaßten Ternären wurden jeweils  $11 \text{ \AA}$  InAs durch MBE abgeschieden. Die InP-Probe hat wegen der Diffusionsschicht trotz vergleichbarer InAs-Bedeckungen vergleichsweise flache Drähte mit nur  $2 \text{ nm}$  Höhe. In den beiden anderen Proben sind sie  $4\text{-}5 \text{ nm}$  hoch. Man erkennt außerdem, daß auf der InAlAs-Unterlage die längsten zusammenhängenden Drähte mit Längen bis über  $1 \mu\text{m}$  erreicht werden. In der InGaAs-Probe sind die breitesten beobachteten Drähte mit im Durchschnitt  $33 \text{ nm}$  Breite im Vergleich zu der InP-basierenden Probe, wo die Drähte  $\geq 20 \text{ nm}$  breit sind. Das *aspect ratio* ist am geringsten für die InGaAs-Probe.

Zur Kontrolle haben wir unter denselben Bedingungen homoepitaktisch ge-

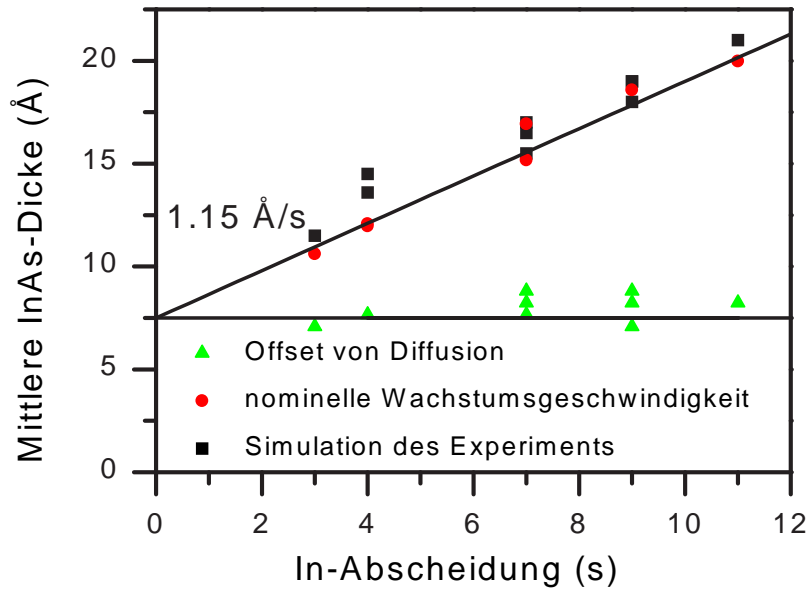


Abb. 4.16: Ergebnisse der Simulation der DC-XRD Spektren verschiedener mit MBE und MEE hergestellter Quantendraht-Proben. Unter Einbeziehung der Mischphase aus dem Spülgasschritt  $t_{AsH_3}$  gewinnt man eine lineare Abhängigkeit der mittleren Dicke von der reinen InAs-Abscheidungszeit

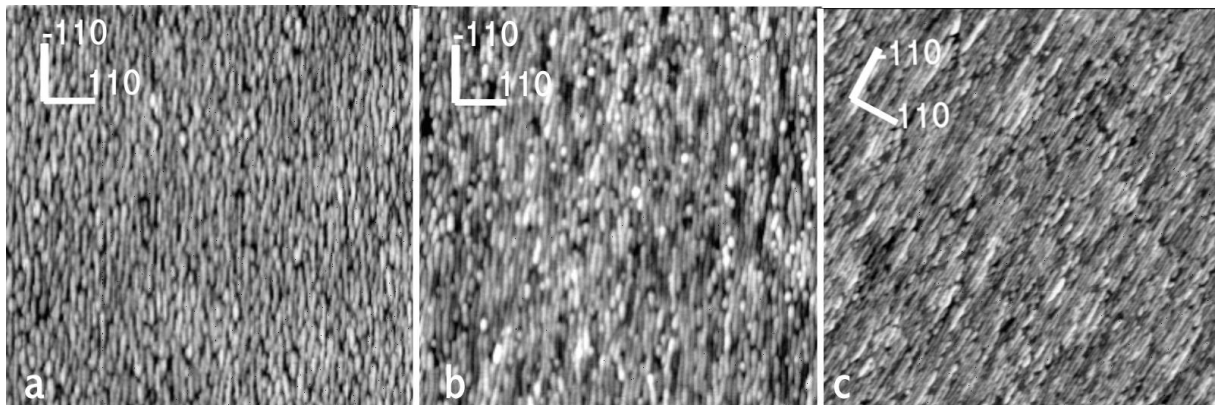


Abb. 4.17:  $2 \times 2 \mu m^2$  große AFM-Aufnahmen unbedeckter Quantendrahtproben auf In<sub>0.47</sub>Ga<sub>0.53</sub>As (a), In<sub>0.48</sub>Al<sub>0.52</sub>As (b) und InP (c). (mit freundlicher Unterstützung K. Braune und A. Thamm)

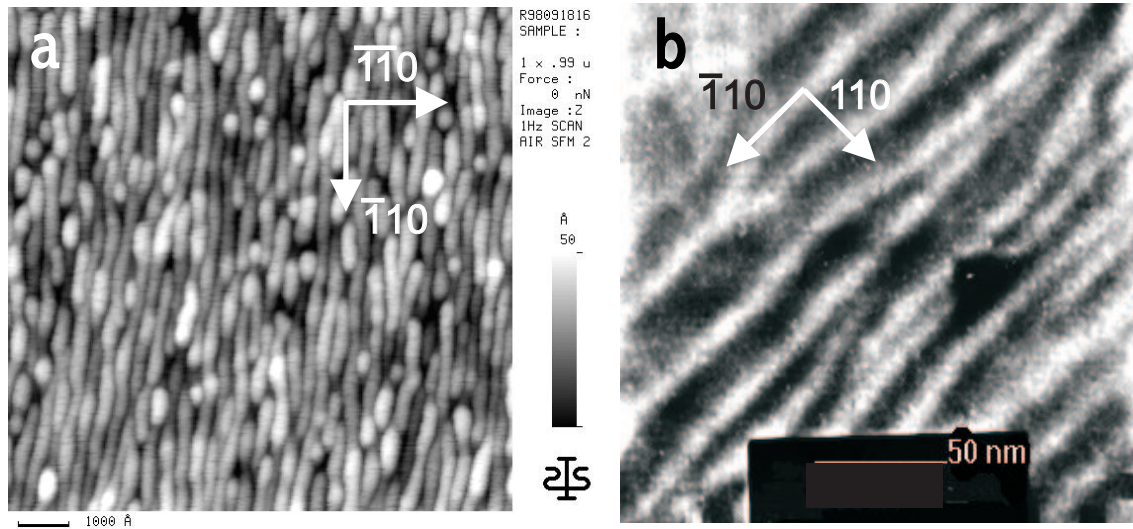


Abb. 4.18: a)  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  große AFM-Aufnahme einer unbedeckten Quantendrahtprobe auf  $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$ . (mit freundlicher Unterstützung A. Thamm) b) Die TEM-Aufnahme von vergrabenen Quantendrähten zeigt den Einfluß des Überwachsens. (mit freundlicher Unterstützung J. Erxmeyer) In beiden Fällen wurde die Ausrichtung der Drähte entlang  $[\bar{1}10]$  bestätigt.

wachsenes InP mit AFM untersucht. Es wurde keine Vorzugsrichtung beobachtet. Auch haben wir eine identisch zu der InP-Quantendraht-Probe gewachsene Struktur nach der Ausbildung der Quantendrähte mit  $\text{PH}_3$  bei erhöhter Temperatur behandelt. Dabei beobachten wir eine Rückbildung der dreidimensionalen Morphologie. Das interpretieren wir dahingehend, daß auch in der umgekehrten Richtung ein Atomaustauschprozeß  $P \rightarrow \text{As}$  stattfindet, der die Verspannung als Quelle der Morphologieveränderung aufhebt. Dies bedeutet von einem praktischen Standpunkt, daß man beim Überwachsen der Quantendrähte Sorge dafür tragen muß, daß der stattfindende Materialaustausch begrenzt wird, um die Quantendrähte zu erhalten.

Sowohl zur besseren Visualisierung der enormen Längen der Quantendrähte als auch zur Hervorhebung einer Eigenheit wird in Abb. 4.18 (a) nochmal eine besser aufgelöste AFM-Aufnahme an der auf  $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$  gewachsenen Probe gegeben. Es zeigt sich, daß man zwischen den einzelnen Drähten kaum flache Bereiche (analog zur ‚wetting layer‘ bei Quantenpunkten) findet. Die Flächendichte ist sehr hoch, viel höher als die 10-20 %, die für die Quantenpunkt-Strukturen InAs/GaAs üblich sind.

In Abb. 4.18 (b) ist die TEM-Aufnahme einer identisch gewachsenen Probe mit vergrabenen Drähten in einer InP-Matrix gezeigt. Im Unterschied zu den unbedeckten Drähten sind hier benachbarte Drähte deutlich durch Bereiche mit geringerem Verspannungskontrast getrennt. Dieser Abstand ist eine kritische Größe für die elektrische Kopplung einzelner Quantendrähte da die dunkleren Bereiche beim Transport senkrecht zu den Drähten als Tunnelbarrieren wirken. Die Ausdehnungen sind konsistent mit denen der AFM-Messungen.

Der Unterschied im Abstand der Drähte zwischen AFM und TEM kann zum Teil mit Faltungseffekten der AFM-Spitze erklärt werden (vgl. Diskussion in Kap. 2). Da die vertikale Ausdehnung der Quantendrähte jedoch sehr gering ist, interpretieren wir die AFM-Bilder dahingehend, daß sich im Verlaufe des Überwachsens der Abstand zwischen den Drähten infolge einer Materialumverteilung verglichen zu den Referenzproben vergrößert.

Mit den DC-XRD konnte eine lineare Abhängigkeit der mittleren Dicke  $d_{\text{InAs}}$

von der Abscheidungszeit  $t_{\text{InAs}}$  gefunden werden, die jedoch die Betrachtung der As-stabilisierten InP-OF als aktiven Wachstumsschritt einschließt. Mit den ‚scanning-probe‘-Untersuchungen an den Quantendrähten in diesem Abschnitt haben wir gezeigt, daß die verspannungsinduzierten Strukturen stark anisotrop sind. Abhängig von der chemischen Zusammensetzung der unteren Schicht bilden sich für  $d_{\text{InAs}}=11\text{\AA}$  Drähte mit Ausdehnungen bis zu  $1\text{ }\mu\text{m}$  Länge und Querschnitten von  $5 \times 30\text{nm}^2$ . Auch für geringere Bedeckungen wurden Drähte ähnlicher Breite jedoch geringerer Höhe gefunden. Es soll darauf hingewiesen werden, daß wir mit der gegebenen Gasspülzeit immer eine 2 ML dicke, 2-D InAs-Schicht vorfinden, eventuell vergleichbar zur Benetzungsschicht beim InAs/GaAs-System. In der Phase des Überwachsens kommt es zu einer verstärkten Separierung benachbarter Drähte. Die Morphologieveränderungen sind wegen Glg. 4.2 reversibel. Für die Herstellung symmetrischer Quantenpunkte mittels GSMBE sieht der Autor über die betrachteten Bereiche der Abscheidungsbedingungen keine Realisierungsmöglichkeit. Unter Einbeziehung der Vorbetrachtungen wäre eine Erniedrigung der Abscheidungsrate um eine Größenordnung eventuell ein Mittel, wozu man aber zwei verschiedene In-Zellen benötigen würde. Weitere strukturelle Untersuchungen sind wünschenswert.

#### 4.4.3 Untersuchung des Transports bei einer Dimension $d=1.5$

##### Ein Abriß

In diesem Abschnitt soll das behandelt werden, wozu eigentlich die anisotropen Inseln verwendet werden sollen, eindimensionale Leiter. Die Experimente an unseren Strukturen sollen vor diesem Kontext diskutiert werden. Die Besonderheit der selbstgeordneten Drähte ist dabei die Kopplung der Drähte untereinander, was dem System zu einer Dimensionalität zwischen der eines Quantengrabens und der eines Quantendrahts verhilft, was hier mit dem Terminus  $d=1.5$  illustriert werden soll.

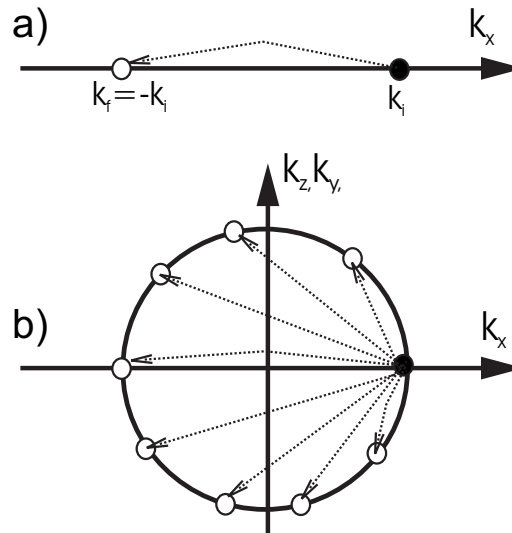


Abb. 4.19: Elastische Streueignisse beim 1-D Transport (a) im Vergleich zum 2-D Fall (b). Wegen der Energieerhaltung kann als Endzustand eines bei  $k_i$  gestreuten Elektrons nur der Zustand  $k_f$  angenommen werden. Aus der eingeschränkten Zahl möglicher Zustände resultiert für Coulombstreuung durch Fremdatome, die sich in einem Abstand  $d$  zum Quantendraht befinden, eine rein rechnerisch erreichbare Beweglichkeit von  $331\text{ cm}^2/Vs \times n_{1D} \exp\{2\pi n_{1D}d\}$ <sup>207)</sup>.

Sakaki<sup>207)</sup> hat bereits frühzeitig auf eine Besonderheit der 1-D Geometrie bezüglich

des Transports hingewiesen, die den Drähten vom theoretischen Standpunkt superiore Leitfähigkeiten zusprach. Im Falle eines elastischen Streuereignisses (z.B. Coulombstreuung) muß ein Leitungselektron mit einem Impuls  $k$  aus einem initialen  $k_i$  Zustand wegen der Energieerhaltung auf einem Zustand  $k_f$  einer Isoenergiefläche landen. Es gibt jedoch wie in Abb. 4.19 gezeigt, anders als für den 2-D Fall (b) in einem 1-D System keine Kleinwinkelstreuung (a), wodurch die Streuereignisse auf Vorwärts- und Rückwärtsstreuung reduziert werden. Dadurch werden theoretisch sehr hohe Beweglichkeiten möglich. Es gibt allerdings meines Wissens nach noch keine wirkliche experimentelle Bestätigung der Prophezeiung, daß die für tiefe Temperaturen vorausgesagten Beweglichkeiten von  $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  erreicht worden wären.

Eine weitere Ursache für vermutete bessere Leiteigenschaften ist in der speziellen Form der 1-D DOS zu suchen. Da die Anzahl der freien Zustände mit zunehmender Energie abnimmt, vermindert sich die Streuwahrscheinlichkeit.

Eine Reihe von Arbeiten zu Quantendrähten wurde schon in den 80er und frühen 90er Jahren veröffentlicht. Die darin vorgestellten Drähte wurden mit verschiedenen Techniken hergestellt:

- Reaktives Ionenätzen<sup>208, 209, 210)</sup>,
- Verarmungszonen durch flache Mesa-Ätzungen<sup>211)</sup>,
- Ionenstrahlimplantation von Si-Inversionsschichten und Hochbeweglichkeits-GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen<sup>212, 213, 214)</sup>,
- split-Gate Strukturen<sup>215, 216)</sup> und
- Multiple Stufenkanten<sup>217, 218)</sup>.

Die zitierten Arbeiten behandeln Transportuntersuchungen, häufig mit besonderer Betonung von Effekten bei niedrigen magnetischen Feldern. Diese Effekte, die unter dem Namen „Schwache Lokalisierung“ firmieren, sind von allgemeinem physikalischen Interesse.

Der Elektronentransport wird in der Festkörperphysik meist behandelt, indem ein kristalliner Zustand des Materials vorausgesetzt wird und die Elektronenwellenfunktionen als Bloch-Funktionen behandelt werden. Abweichungen vom kristallinen Zustand werden mittels störungstheoretischer Ansätze behandelt. Ungeordnete Materialien werden mittels zusätzlicher Annahmen wieder einer Ordnung unterworfen, um sie mit den hergebrachten Methoden zu behandeln. Ein neues Verständnis erfordert neue Konzepte. Es reicht u.U. nicht, die Elektronenbewegung als Folge unendlicher Gitterperiodizität zu beschreiben.

Eine Übersicht zum Untersuchungsstand der Theorie zum Elektronentransport ungeordneten Systemen wurde z.B. in Ref.<sup>219)</sup> gegeben. Zwei Phänomene in diesem Zusammenhang sind die Anderson-Lokalisierung und die Elektron-Elektron-Wechselwirkung in Gegenwart zufälliger Potentialfluktuationen. Sie führen unterhalb kritischer magnetischer Feldstärken  $B_C$  zu einem negativen differentiellen Magnetowiderstand und zu spontanen Leitfähigkeitsoszillationen.

### **Probenherstellung, elektrische Messungen**

Wir haben jeweils zwei Hallbalken-Strukturen hergestellt, die auf dem Wafer um  $90^\circ$  versetzt, entlang der Spaltkanten direkt nebeneinander lagen. Die vereinzelter Proben



Material	$L_\Phi$ ( $\mu\text{m}$ )	$W_{eff}$ ( $\mu\text{m}$ )
Si/SiGe <sup>210)</sup>	0.21	0.105
AlGaAs/GaAs <sup>212)</sup>	0.124	0.12
AlGaAs/GaAs <sup>213)</sup>	1.2	0.09

Tabelle 4.1: Beispiele für die Schlüsselparameter zur Beobachtung des Effekts schwacher Lokalisierung bei tiefen Temperaturen:  $L_\Phi$  Phasenkohärenzlänge, Drahtbreite  $W_{eff}$ .

wurden entweder zu Sechskontakt-Hallbalken-Strukturen geätzt oder aber direkt durch Spalten auf eine Geometrie von  $7 \times 1.5$  mm gebracht. Es wurden In-Kontakte von etwa 0.4 mm Größe aufgesetzt und bei einer Temperatur von  $360^\circ\text{C}$  einlegiert.

Die Hall-Beweglichkeit und Ladungsträgerdichte der Proben wurden richtungsabhängig zwischen 77 K und 300 K bei einer magnetischen Feldstärke von  $B=0.57$  T bestimmt. Die vertikale Ausrichtung ist vorgegeben. Der Winkel zum magnetischen Feld ist im Prinzip frei wählbar und wurde entsprechend der Oberflächennormale der Probe gewählt, was aufgrund der Misorientierung des Substrats einen Fehler von  $\pm 4^\circ$  erlaubt. Die in diesem Bereich zu erwartenden Änderungen betrachten wir als klein.

Außer den Hall-Messungen wurden an ausgewählten Proben SdH-Messungen und Messungen des Magnetowiderstands bei tiefen Temperaturen (0.3 bis 20 K) bis zu Feldstärken von 12 T durchgeführt.

Im weiteren soll zunächst die beobachtete Anisotropie der Leitfähigkeit im Mittelpunkt der Diskussion stehen und dann die Effekte schwacher Lokalisierung in den Magnetowiderstandsmessungen diskutiert werden.

### Asymmetrie des Transports in selbstgeordneten InAs/ InP-Quantendrähten

Proben in einer van der Pauw Geometrie zeigten entlang  $[110]$  bei Raumtemperatur zwischen 2 und 3-fach höhere Widerstandswerte als entlang  $[\bar{1}10]$  (parallel zu den in 4.4.2 diskutierten Drähten). Darum untersuchten wir den Niedrigfeldtransport mittels schmaler Hallbalken-Strukturen, die senkrecht zueinander auf dem Substrat positioniert waren. Die Proben sind im Vergleich zu den Drahtabmessungen makroskopisch, auf 1 mm Breite kommen ca. 33000 Drähte und auch entlang der Drähte müssen Elektronen immer wieder in benachbarte Drähte einkoppeln, werden also immer wieder aus den quasi-1d Zuständen der Drähte in eine 2-D Zustandsdichte der zwischen den Drähten liegenden „wetting layer“ gestreut. Der prinzipielle Unterschied zwischen den gemessenen Transporteigenschaften entlang und senkrecht der Drähte liegt also nicht so sehr in einem anisotropen Material als vielmehr in einer durch die Geometrie vorgeprägten, unterschiedlichen Anzahl von Kopplungswiderständen (alternativ dazu ist die Betrachtung der 2-D Zustände als Streuer).

Als nächstes sollen die Potentialbarrieren abgeschätzt werden, die ein Elektron auf seinem Weg durch den Kristall zu überwinden hat. Die Dicke der Benetzungsschicht mag zwischen 1 und 2 ML sein<sup>86)</sup>, wovon die respektiven Energielücken bei 1.33 und 1.24 eV liegen. Die von uns gemessenen optischen Übergänge der Quantendrähte liegen bei 0.9 eV (siehe Abb. 4.14). Der totale Bandooffset liegt also in der Größenordnung 340-430 meV, wovon wiederum 2/3 auf den Leitbandoffset abfallen. Die Potentialbarrieren sind im betrachteten Bereich demnach etliche  $k_B T$  hoch. Sie sind jedoch nur wenige nm dick. Ohne

einer genauen Analyse vorwegzugreifen, kann man sich also vorstellen, daß die Elektronen sowohl in benachbarte Quantendrähte streuen als auch tunneln können. Die Streuung erfolgt über die 2-D Zustände der Benetzungsschicht.

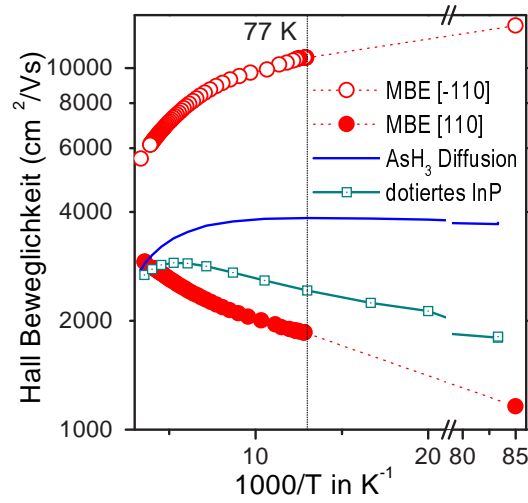


Abb. 4.20: Temperaturabhängige Hall-Beweglichkeiten für zwei InAs/ InP Heterostrukturen gleicher InAs-Bedeckung. Die Diffusionsprobe zeigt Quantengraben-typische Eigenschaften mit isotroper Beweglichkeit, während die selbstorganisierten Drahtproben eine starke Anisotropie offenbaren. Zum Vergleich ist eine anderweitig identische Probe ohne InAs gegeben.

Abbildung 4.20 vergleicht die Hall-Beweglichkeiten von InP-Proben, die mit InAs im 3-D (offene und geschlossene Kreise), im 2-D Modus (durchgezogene Linie) oder aber ohne InAs (Kästchen) gewachsen wurden. Der Vergleich der Diffusionsprobe (2-D) mit der modulationsdotierten InP-Probe zeigt den Einfluß der reduzierten Coulombstreuung (IIS). Vom gleichen RT-Wert ausgehend unterscheiden sie sich deutlich für tiefe Temperaturen. Während die Probe mit InAs-QW durch die Trennung der Ladungsträger von den positiv geladenen Rümpfen der Donatoren eine verringerte IIS aufweist, dominiert dieser Streumechanismus für die InP-Probe bei tiefen Temperaturen. Der begrenzte Hallbeweglichkeitswert der Quantengraben-Probe ergibt sich aufgrund der Legierungsstreuung (AS), die so stark ist, da die Diffusion keine homogenen Dicken der Quantengraben zuläßt.

Im Vergleich der senkrecht zueinander orientierten Hallstrukturen der MBE-Quantendraht-Heterostruktur erkennt man deutlich die Bevorzugung der Richtung  $[110]$  mit einer stark erhöhten RT-Beweglichkeit. Die Potentialbarriere ist in dem Fall höher, als für die QW-Probe. Dadurch ist die Wellenfunktion stärker an der InAs-Schicht lokalisiert. Zum einen begrenzt sich dadurch der Einfluß der IIS noch mehr (zu sehen am Tieftemperaturverhalten) und zum anderen kommen die überragenden Leiteigenschaften des InAs besser zur Geltung (geringere Elektronenmasse, höhere Beweglichkeiten – Anhang B.1). Begrenzt wird dieser Wert zum einen durch die Streueignisse in 2-D Zustände und zum anderen durch die Dicken- und Potentialfluktuationen der Drähte. Senkrecht zu den Drähten zeichnet sich ein ganz anderes Bild. Ausgehend von einer RT-Beweglichkeit analog zu der QW-Probe nimmt die Beweglichkeit monoton ab. Dieses Verhalten ist analog zu dem im Abschnitt 3 durch die Quantenpunkte hervorgerufene. Obwohl die mittlere Streulänge in den Drähten recht groß ist, wird das Leitverhalten durch den geringen Abstand der zusätzlich streuenden Potentiale (entspricht analog zum Fall der Quantenpunkte



dem Abstand der Drähte) determiniert.

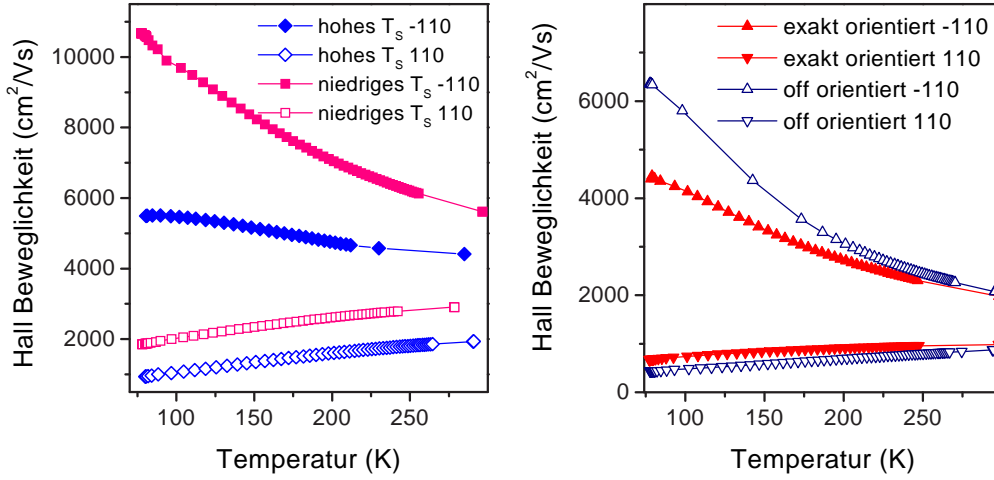


Abb. 4.21: Temperaturabhängige Hallbeweglichkeiten von Quantendraht-Proben entlang und quer zu den Drähten. Die gemessenen Konzentrationen sind für beide Orientierungen ungefähr gleich groß. Links) Bei unterschiedlichen Wachstumstemperaturen  $T_S^{\text{InAs}} = 400$  und  $480^\circ\text{C}$  gewachsene MQW, rechts)  $T_S^{\text{InAs}} = 445^\circ\text{C}$  und MQWs mit unterschiedlichen Substratorientierungen.

Vergleicht man bei unterschiedlichen Temperaturen  $T_S^{\text{InAs}}$  gewachsene Quantendrahtproben, so findet man wie in den strukturellen Untersuchungen in 4.4.2 eine geringere Ausprägung dieser Drähte bei höherer Abscheidungstemperatur. Eine geringere Neigung zur 3-D Morphologie bedingt insbesondere verminderte Werte der Leitfähigkeit entlang der Drähte (siehe Abb. 4.21 links). Die verringerte Beweglichkeit senkrecht zu den Drähten ist sicherlich auf eine schlechtere Lokalisierung aufgrund größerer Diffusionstiefen des  $\text{AsH}_3$  zurückzuführen.

Ebenso kann anhand der Transporteigenschaften der Einfluß der Substratorientierung auf die Ausbildung der Drähte studiert werden. Abbildung 4.21 rechts zeigt die Hall-Beweglichkeiten für zwei identisch hergestellte Proben, eine auf einem nominell (100)-orientierten Substrat, die andere auf einer nach  $(\bar{1}10)$ -off-orientierten Vizinalfläche. Es zeigen sich zwar Unterschiede in den Absolutwerten der Beweglichkeiten, doch betonen die Vizinalflächen die Drähte nur und verursachen sie nicht.

In Abb. 4.22 werden die Beweglichkeiten für Proben mit wachsender InAs-Bedeckung bei sehr verschiedenen Wachstumsregimes gegenübergestellt. Es gibt ein gewisses Optimum für hohe Beweglichkeiten, welches für beide Probenorientierungen bei  $t_{\text{InAs}} = 7$  s Depositionszeit lag (vgl. auch die Proben in Abb. 4.21 links). Dies entspricht nach Abschnitt 4.4.2 einem InAs-Äquivalent von etwa  $15 \text{ \AA}$ . Wir interpretieren dies so, daß in dem Fall die Drähte am besten ausgebildet sind. Bei einer weiterführenden Abscheidung von InAs treten erste Irregularitäten<sup>6)</sup> auf, was zu zusätzlichen Streueinflüssen führt. Bei mehr als  $21 \text{ \AA}$  InAs Äquivalent geht die Kohärenz verlustig.

Man kann nun ein Anisotropie-Verhältnis  $R_A$  aus den Beweglichkeiten definieren

$$R_A = \mu_{\bar{1}10} / \mu_{110}.$$

Untersuchungen anderer Autoren an spontanen Legierungsfluktuationen oder Quantendrahtproben mit  $d=1.5$  erbrachten wegen des unzureichenden Confinement der Wellenfunktion in der Quantenstruktur (engl. „Confinement“ – Eingesperrtsein) meist  $R_A$ -Werte

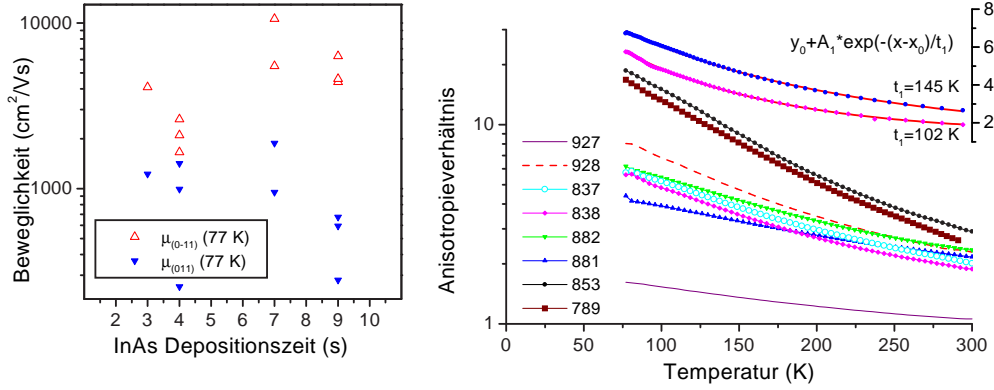


Abb. 4.22: Anisotropien von Quantendraht-Proben verschiedener Substratorientierungen und  $T_S^{\text{InAs}}$ . Links) Gemessene Hallbeweglichkeiten entlang der ausgezeichneten Richtungen, rechts) Anisotropieverhältnisse  $R_A$  als Funktion der Temperatur. Die Proben in der Legende sind entsprechend wachsenden  $d_{\text{InAs}}$  sortiert. Die  $R_A$  fallen exponentiell mit der Temperatur.

zwischen 1 und  $2^{175, 220, 221}$ ) oder, wenn es bei tiefen Temperaturen zur Lokalisierung der Ladungsträger kommt<sup>2</sup>, bis zu Werten von  $10^{217, 66}$ ). Im rechten Bildteil von 4.22 sind die temperaturabhängigen  $R_A$  für die InAs/ InP-Quantendraht-Proben aufgetragen. Die RT-Anisotropien weisen in den hier untersuchten Proben immer Werte zwischen 2 und 3 auf (abgesehen von #927  $t_{\text{InAs}}=3$  s) und klettern für Bedeckungen  $d_{\text{InAs}}=18$  Å bis auf Werte nahe 20 bei 77 K. Das Confinement in diesen Proben ist also vergleichsweise hoch. Die  $R_A$  lassen sich, wie in Abb. 4.22 gezeigt, gut mit einer Exponentialfunktion anpassen. Die Temperaturen  $t_1$  zeigen im derzeitigen Untersuchungsstand keine eindeutige Abhängigkeit von den Wachstumsparametern. Eine Faustregel läßt sich jedoch ableiten: es gibt kleinere  $t_1$  für steigende Bedeckungen, Wachstumsgeschwindigkeiten und  $T_S^{\text{InAs}}$ . Ein größeres  $t_1$  bedeutet einen geringeren Temperatureinfluß, die Potentialbarrieren senkrecht zu den Drähten sind kleiner und wir schließen auf weniger gut ausgebildete Drähte.

In Abb. 4.23 ist nochmal ein Modell des Stromflusses entlang der Drähte (entlang  $[\bar{1}10]$ ) gegeben. Die Drähte sind als Potentialsenken und die 2-D Bereiche dazwischen als Potentialbarrieren dargestellt. Die endliche Länge der Drähte ist durch die schieferartig übereinander gelegten Drahtabschnitte versinnbildlicht. Eine Irregularität der Quantendrähte, wie sie notwendig oberhalb einer optimalen Bedeckung  $d_{\text{InAs}} \approx 15$  Å auftritt, wirkt als zusätzliches Streupotential, so daß die Beweglichkeit bei Überschreitung dieser Dicke wieder sinkt. Der Transport senkrecht zu den Quantendrähten ist durch Höhe und Dicke der Barriere begrenzt, weniger durch die Perfektion der Drähte. Die Drähte sind offenbar stärker ausgeprägt, wenn die Wachstumstemperatur gesenkt wird.

### Shubnikov-de Haas Untersuchungen bei tiefen Temperaturen

An einer Reihe derselben Strukturen wurden auch Shubnikov-de Haas Messungen durchgeführt. Damit läßt sich v.a. feststellen, welcher Anteil der Ladungsträger in quantisierten Zuständen ist<sup>109</sup>. In Abb. 4.24 ist dies für eine Probe mit 9 s Bedeckungszeit (18 Å InAs-Äquivalent) dargestellt. Das Leitfähigkeitsspektrum läßt sich grob in 3 Bereiche einteilen. Unterhalb von 0.7 Tesla ist ein Bereich mit anomalen Verhalten von  $\rho_{xy}$  (negativer

<sup>2</sup>Der Begriff Lokalisierung wird häufig mißverständlich gebraucht, einmal als Lokalisierung an Potentialsenken und zum anderen für Selbstinterferenzen von Elektronen.

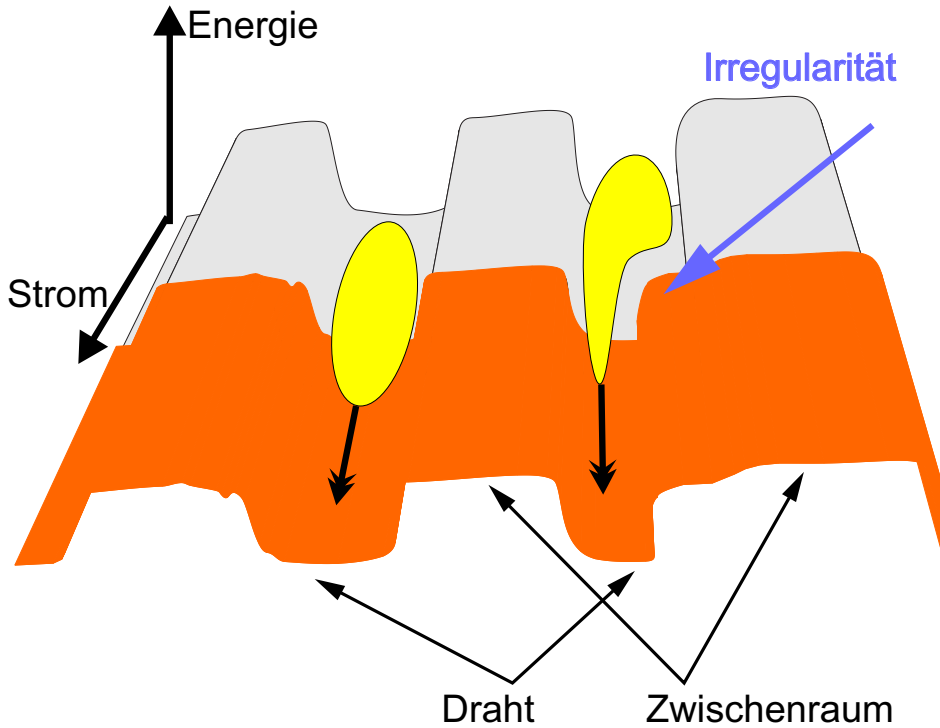


Abb. 4.23: Schema für Transport entlang der Drähte. Eine Irregularität streut den Ladungsträger und setzt die Beweglichkeit herab.

Magnetowiderstand). Dieser wird in der Literatur gemeinhin Lokalisierungseffekten zugeschrieben und wird uns später noch beschäftigen<sup>66, 222, 223, 216, 211, 224, 214</sup>). Anschließend folgt ein Bereich ohne SdH-Oszillationen und mit einer Zunahme des Widerstands  $\rho_{xx}$ . Oberhalb 4 Tesla finden wir SdH-Oszillationen, die obgleich sichtlich deformiert in der Datenanalyse der  $B^{-1}$ -Werte nur eine Frequenz aufweisen.

Für diese Probe wurde bei fehlender Spinaufspaltung eine Konzentration von 2-D Trägern von  $n_{2D} = 2.62 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$  ermittelt. Verglichen mit der aus den Niedrigfeldwerten bestimmten Gesamtkonzentration von ca.  $5.4 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$  sind das wegen der 15-fachen Stapelung also 75 % der gesamten Ladungsträgermenge, die in quasi 2-D Zuständen sind. Die Abweichung mag zum einen in einer gewissen Menge von Trägern zu suchen sein, die sich noch in den parallel leitenden Kanälen der Modulationsdotierung aufhalten, oder aber in einer zweiten Ladungsträgersorte, deren Oszillationsfrequenz sich wegen der großen Periode nicht nachweisen läßt.

Es wurde für beliebige Proben festgestellt, daß die Oszillationen besser ausgeprägt für die Richtung quer zu den Drähten waren. Der Zyklotronradius (Glg. 1.41) des Einsetzens der Oszillationen stimmt recht gut mit dem Drahtabstand überein.

Wie aus Abb. 4.24 links ersichtlich, sind die Füllfaktoren 6, 8 und 10 nicht entsprechend der üblichen universellen Werte  $R_i = h/ie^2$  (Glg. 1.45) sondern kleiner. Dies ist wiederum in der Parallelleitung begründet. Beachtet man die 25 % der 3-D Ladungsträger extra, so erhöhte sich der Widerstand  $\rho_{xy}$  auf die üblichen Werte von 4.3, 3.23 und 2.58. In dieser Zählweise ergibt sich auch eine sehr gute Anpassung der experimentell bestimmten Füllfaktoren, wie in Abb. 4.24 rechts erkenntlich. Die Zuordnung der ganzzahligen  $\nu$  folgt bis 20 sehr gut der normalen  $B^{-1}$ -Abhängigkeit. Ob die geringe Abweichung bei  $\nu > 20$  einen Rückschluß auf die Dimensionalität wie bei<sup>217)</sup> zuläßt, bedürfte zumindest einer sorgfältigeren Betrachtung.

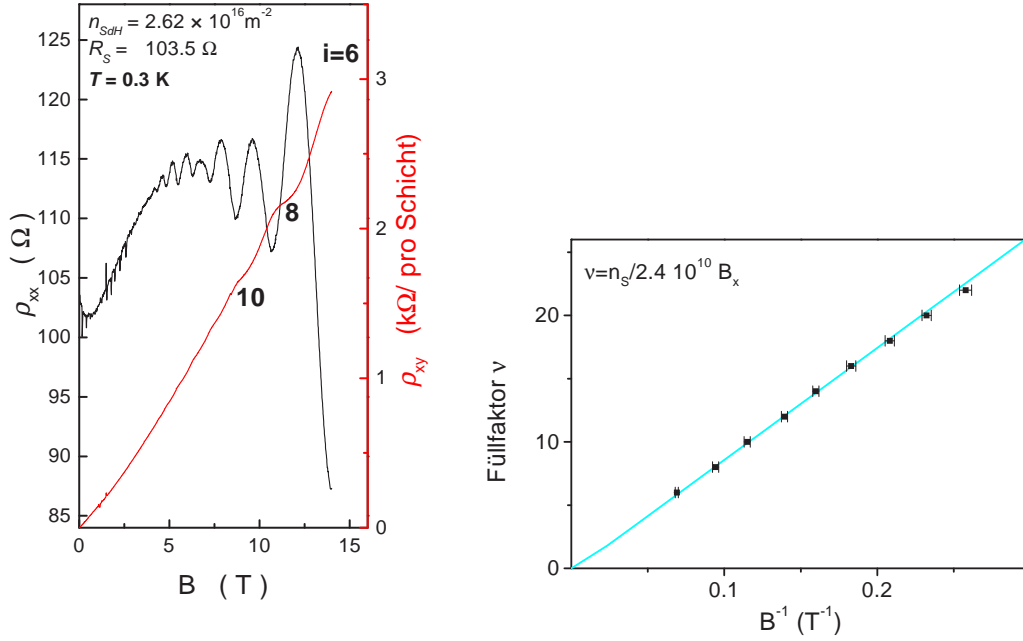


Abb. 4.24: Links)  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  einer Quantendraht-Probe mit  $d_{\text{InAs}} = 18 \text{ } \text{\AA}$  bei  $T = 300 \text{ mK}$ . Gemessen wurde senkrecht zu den Drähten. Rechts) Füllfaktoren als Funktion des magnetischen Felds.

## 4.5 Schwache Lokalisierung

In Abwesenheit eines magnetischen Feldes erfährt die klassische Leitfähigkeit in Systemen mit schwacher Fehlordnung eine Korrektur, die durch die Selbstinterferenz eines Elektrons zustande kommt.

Nach van Houten *et al*<sup>[225]</sup> kann der Beitrag zur Leitfähigkeit für eindimensionale Systeme semiklassisch mit der Formel

$$\Delta G = -\frac{2e^2}{\pi\hbar} \frac{D}{L} \int_0^\infty dt C(t) e^{-t/\tau_\phi} e^{-t/\tau_B} \quad (4.4)$$

beschrieben werden.  $D$  ist der Diffusionskoeffizient und  $\tau_\phi$  und  $\tau_B$  sind die Phasenrelaxationszeiten durch inelastische Stöße und das magnetische Feld (siehe Tab. 4.1)

Die schwache Lokalisierung ist eine über den entsprechenden klassischen Erwartungswert erhöhte Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron nach einer Reihe von Streueignissen an seinen Ausgangspunkt zurückkehrt. Während der Diffusion von diesem Punkt 1 zu Punkt 1 nimmt das Elektron nicht an der Leitung teil und der Widerstand ist darum gegenüber dem klassischen Wert erhöht. Die Charakterisierung dieses Zustandes mit ‚Phasengedächtnis‘ kann über eine temperaturabhängige Phasenrelaxationszeit  $\tau_\phi$  geschehen. Die zu  $\tau_\phi$  gehörige Länge heißt Dephasierungslänge  $l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ . Wenn  $l_\phi$  vergleichbar zur mittleren freien Weglänge  $l_e$  wird, so bedeutet dies, daß zwischen Anfangs- und Endpunkt der diffusiven Elektronenbewegung praktisch keine Streueignisse stattfinden. Deshalb muß man bei der Betrachtung der schwach fehlgeordneten Systeme zwischen verschiedenen Fällen unterscheiden, dem des ‚schmutzigen Metalls‘ ( $l_e \ll l_\phi, W$ ) und dem des ‚sauberen Metalls‘ ( $l_e \gg l_\phi, W$ ), wobei  $W$  die Ausdehnung senkrecht zum 1-D-System markiert.

In beiden Systemen gibt es unterschiedliche Beschreibungen des Diffusionskoeffizienten. Van Houten<sup>[225]</sup> unterscheidet diffuses ( $l_e \gg W$ ) und spekulares ( $l_e \ll W$ )

Streuen der Ladungsträger. Für spekulares Streuen ist der Diffusionskoeffizient  $D = \frac{1}{2} v_F l_e$  und für diffuses  $D = (v_F W / \pi) \ln l_e / W$ .

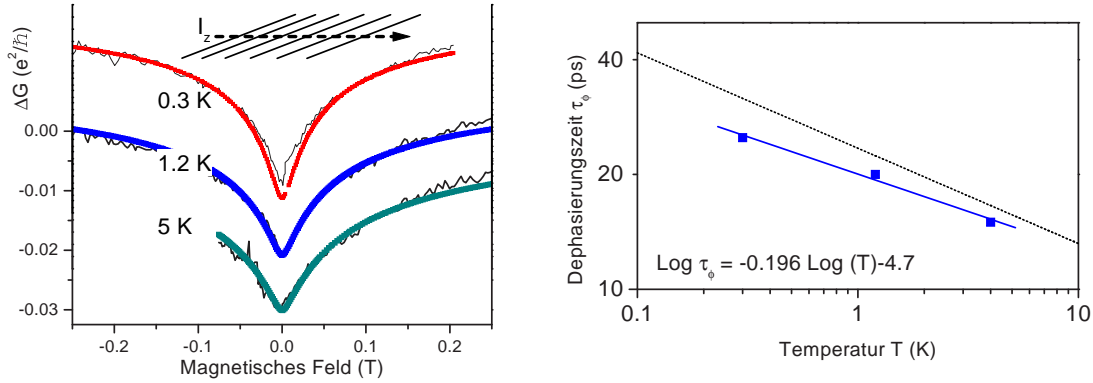


Abb. 4.25: Links) Korrektur zur klassischen Leitfähigkeit infolge schwacher Lokalisierung bei drei Temperaturen. Gemessen wurde bei einem eingprägten Strom senkrecht zu den Quantendrähten; die Spektren sind um einen konstanten Betrag gegeneinander verschoben. Rechts) Dephasierungslänge als Funktion der Temperatur im Vergleich zum theoretischen Verlauf (gepunktete Linie).

Die Auswertung der experimentellen Spektren mit Glg. 4.4 ist also eine Anpassung mit 3 Parametern, in der die Breite der Drähte ( $W \rightarrow W_{eff}$ ), die Dephasierungslänge  $l_\phi$  und die elastische Streulänge  $l_e$  frei gewählt werden können.

In Abb. 4.25 sind die experimentellen Spektren der Leitfähigkeitskorrekturen durch schwache Lokalisierung und die zugehörigen Anpassungen für drei verschiedene Temperaturen  $T = \{0.3, 1.2 \text{ und } 5 \text{ K}\}$  anhand der Probe aus Abb. 4.24 gezeigt. Wir verwenden das diffuse Streumodell und setzen die Grenze der Variation der effektiven Drahtbreite  $W_{eff}$  durch die obere Grenze der beobachteten Werte mit 55 nm an (dieser Wert wird in den besten Anpassungen benutzt). Die ermittelten Dephasierungslängen sind im rechten Bildteil doppelt logarithmisch aufgetragen. Der dabei ermittelte Abfall mit der Temperatur ist ungefähr 0.2 und wird mit dem für eindimensionale Systeme theoretisch gültigen Wert von  $T^{1/4}$  (gepunktete Linie) verglichen.

Die Untersuchungen zu diesem Thema sind noch in einem frühen Stadium und weiterer Erklärungsbedarf ist vorhanden. Wir haben jedoch gezeigt, daß unsere Ergebnisse sich mit den vorhandenen Modellen zur Lokalisierung in eindimensionalen Systemen erklären lassen.

## 4.6 Diskussion und Schlußfolgerungen

In diesem Kapitel haben wir gezeigt, wie verspanntes Wachstum mit GSMBE zur Selbstorganisation von Quantendrähten anstelle von Quantenpunkten führen kann. Ausgangspunkt dafür ist ein im Vergleich zum Standardsystem InAs/GaAs anderer Gittermisfit (ca. 3 %) verbunden mit einer gegen die vertikale Diffusionskonstante (zum Aufbau atomarer Stufen) großen lateralen Diffusionskonstante. Dadurch entwickeln sich die verspannten Inseln diskontinuierlich und asymmetrisch.

Wir haben mit AFM-Untersuchungen gezeigt, daß die entlang der  $[\bar{1}10]$  Richtung verlängerten Inseln eine relativ konstante Breite von 30 nm haben. Die Längsausdehnung mag eine Funktion der chemischen Unterlage sein. Typischerweise ist das *aspect ratio* Länge/Breite jedoch bei 20. Die Höhe ist bei konstanter, totaler InAs-Bedeckung größer für die ternären Substrate  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$  und  $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$ .

Die Bedeckung  $d_{\text{InAs}}$  ist eine Funktion der Abscheidungszeit  $t_{\text{InAs}}$  wie auch (für das Binär InP) der durch den Wechsel im anionischen Gitter bedingten Gasspülzeit  $t_{\text{AsH}_3}$ . Der Atomaustausch  $\text{As} \leftrightarrow \text{P}$  wurde in dem Zusammenhang ausführlich untersucht.

Wegen der Reversibilität des Atomaustauschs ist die Postdepositions-Gasspülzeit  $t_{\text{PH}_3}^2$  kurz zu halten, um die Drähte zu erhalten. Mit TEM wurde sicher gestellt, daß die Drähte auch nach dem Überwachsen präsent sind.

Überwachsene asymmetrische Inselgeometrien wirken als ein System hochgradig gekoppelter Quantendrähte. Wir haben modulationsdotierte, InP-basierende Multiheterostrukturen variabler InAs-Bedeckung mit verschiedenen Wachstumstechniken hergestellt. Die entstehenden Quantendraht-Systeme wurden erstmals auf ihre elektrischen Transporteigenschaften untersucht. Wir stellten eine starke Anisotropie der Hall-Leitfähigkeit fest und untersuchten diese hinsichtlich ihrer Abhängigkeit von der kristallografischen Orientierung und der Bedeckung. In Korrelation mit den strukturellen Daten können wir eine Ausbildung der Drähte entlang der  $[\bar{1}10]$  Richtung schon bei geringsten Depositionszeiten konstatieren. Allerdings bleiben unsere Beobachtungen wegen der oben diskutierten Diffusionsschicht auf den Bereich  $3 \leq d_{\text{InAs}} \leq 6$  ML beschränkt.

Die Kopplung der Quantendrähte ist stark temperaturabhängig und also auch das Verhältnis der Beweglichkeiten entlang der ausgezeichneten kristallografischen Orientierungen  $\mu_{\bar{1}10}/\mu_{110}$ .

Zuletzt haben wir den negativen Magnetowiderstand untersucht und als Folge des Phänomens schwacher Lokalisierung charakterisiert.

# Kapitel 5

## DLTS an Quantenpunkten

Nach einigen einleitenden Bemerkungen im Abschnitt 5.1 dieses Kapitels werden in diesem Kapitel die Ergebnisse für den vertikalen Transport durch Quantenpunkte-enthaltende Proben beschrieben. Die Bezeichnung „vertikaler Transport“ versteht sich bezüglich der Heterogrenzfläche. Die Bandanordnung geht in solche Messungen im Gegensatz zum lateralen Transport, der Gegenstand insbesondere der Kapitel 3 und 4 war, direkt ein. Die Untersuchungen umfassen I-U, C-V und DLT-Messungen. Allgemeine Betrachtungen zu solchen Untersuchungen an niederdimensionalen Strukturen finden sich in den Abschnitten 5.2 und 5.3.

Das eigentliche Ziel dieses Kapitels ist die im Abschnitt 5.4 enthaltene Charakterisierung von experimentell nachgewiesenen, tiefen Elektronenniveaus in den Quantenpunkt-Schichten und eine mögliche Erklärung des in Kapitel 3 beschriebenen Elektronenverlust-mechanismus. Das wichtigste Ergebnis der Untersuchungen ist die Beschreibung einer bislang nicht beobachteten Form der Kopplung tiefer Zustände ebenfalls in Abschnitt 5.4.

### 5.1 Vorbemerkungen zur Bandanordnung von Heterostrukturen

Die InAs-Quantenpunkte dieser Untersuchung befinden sich eingebettet in eine GaAs-Matrix. Wie in Abschnitt 1.2.3 beschrieben, kommt es an Heterogrenzflächen zu Diskontinuitäten im Bandverlauf und in Gegenwart von Ladungsträgern zu Quantisierungser-scheinungen. Die Potentialverhältnisse für die Ladungsträger werden mittels eines Term-schemas (dem Energiebanddiagramm) versinnbildlicht. In einem Großteil der Unters-uchungen von Quantenpunkten werden Photolumineszenzmessungen (PL) zur Ermittlung oder Bestätigung des elektronischen Termschemas herangezogen, obwohl sie nur in be-grenztem Maße dazu geeignet sind, da sie lediglich relative Energien unter zusätzlicher Einbeziehung von Elektron-Loch-Wechselwirkungen ermitteln.

Es bedarf zur Bestimmung der intrinsischen Quantenniveaus der Dots aus den PL-Messungen darüber hinaus einer theoretischen Modellierung, die nicht ohne zusätzliche Annahmen auskommt. So werden in Pseudopotentialrechnungen zumindest immer ge-wisse Geometrien vorausgesetzt, die sich experimentell nur schwer bestätigen lassen. Ein gewisser Überblick über experimentelle Ergebnisse des Vergleichs von optischen Ergeb-nissen und QD-Formen wird in<sup>226)</sup> gegeben und im Abschnitt 6 dieser Arbeit besprochen.

In diesem Kapitel wird u.a. auch das Potential der DLTS zur Ermittlung der in-trinsischen Dot-Niveaus diskutiert. Verschiedene andere Messtechniken wurden bereits



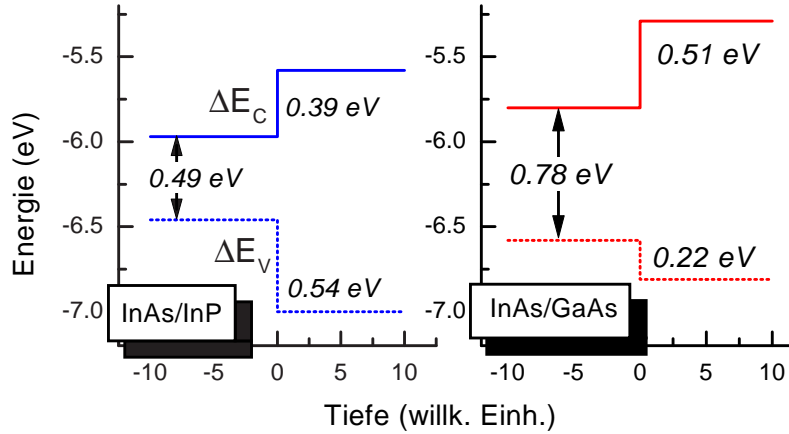


Abb. 5.1: Bandanordnung der Heteroübergänge InAs/InP und InAs/GaAs ohne freie Träger nach der Model-Solid-Theorie<sup>131)</sup>.

erfolgreich angewendet, um diese Quantenzustände des Quantenpunkt direkt nachzuweisen, so z.B. BEEM (engl. „Ballistic electron emission microscopy“) oder Kapazitätsmessungen an Tunnelkontakten<sup>87, 227, 228)</sup>. Auch die Kombination von Photokapazitäts-, Photoleitfähigkeits- und PL-Messungen<sup>229)</sup> erscheint sehr instruktiv. Die DLTS wurde ebenso von verschiedenen Autoren an Quantenpunkt-Systemen angewendet. Die Untersuchungen resultierten im Hinblick auf die Interpretation der gewonnenen Daten als Quantenzustände teils in einer positiven Schlußfolgerung<sup>230, 231)</sup>, anderenfalls in einer nicht so geradlinigen<sup>232, 233)</sup>.

### 5.1.1 Bandanordnung und Quantisierung in niederdimensionalen Strukturen

Für zweidimensionale Systeme ohne Quantisierung kann die Bandkantenverschiebung mit der Model-Solid Theorie berechnet werden. Van der Walle<sup>131)</sup> hat mit einer Art „Kochrezept“ gezeigt, wie man anhand grundlegender Volumeneigenschaften (Gitterkonstanten, elastische Konstanten, Bandgap, Spinaufspaltung, hydrostatisches Deformationspotential) die Bandanordnung für beliebige Paarungen von gitterfehlangepaßten Halbleitern berechnet. In Abb. 5.1 zeige ich diese für die beiden hier interessierenden Heterostrukturen InP/InAs und GaAs/InAs. Es wird insbesondere ersichtlich, daß für das System mit der größeren Gitterfehlangepassung GaAs/InAs die verspannungsinduzierte Aufweitung des Gaps im InAs größer ist. Das Bandoffset-Verhältnis

$$\Delta = \frac{\text{Valenzbandoffset} \Delta E_V}{\Delta E_G} \quad (5.1)$$

mit  $\Delta < 0.5$  impliziert für eine Doppelheterostruktur GaAs/InAs/GaAs ein stärkeres Confinement der Elektronen als für InP/InAs/InP. Experimentell besteht immer noch einige Unklarheit über die entsprechenden Werte. Dieses Verhältnis ist jedoch wichtig für die Anzahl gebundener, quantisierter Niveaus im System mit reduzierter Dimension.

Die Quantisierung in niederdimensionalen Strukturen wurde bereits in 1.2.3 diskutiert. Die elektronischen Niveaus in Quantenpunkten werden jedoch durch mehr als nur durch Quantisierung beeinflusst.

1. Offensichtlich der wichtigste Beitrag für die Quantenenergie der Elektronen- und Löcherzustände ist der Bandooffset des InAs zum GaAs im Leit- ( $\Delta E_C$ ) bzw. Valenzband ( $\Delta E_V$ ). Es gibt aufgrund der Bandanordnung eine räumliche Einengung der Ladungsträger im InAs, das Confinement. In allen Raumrichtungen wird das Elektron im Quantenpunkt von Potentialbarrieren der Höhe  $\Delta E_C$  umgeben, wodurch sein tiefster erlaubter Zustand sich um einen endlichen Betrag vom Leitband des InAs unterscheidet. Für sphärische QD wurde in Glg. 1.20 eine  $R^{-2}$ -Abhängigkeit gezeigt. Wie Stier *et al*<sup>14)</sup> diskutieren, lassen sich aus den (ee-h)-Übergangsenergien keine gesicherten Aussagen zur Richtigkeit eines bestimmten Bandooffsetverhältnisses  $\Delta$  machen. Wegen des unterschiedlichen Confinement in vertikaler Richtung  $h$  bzgl. der horizontalen Ausdehnungen  $l$  ist es für kleine *aspect ratios* u.U. ausreichend, den Quantenpunkt als sehr schmalen Quantengraben zu berechnen. Hierbei ist das *aspect ratio*  $h/l$ .
2. Durch den Verspannungszustand, der im wesentlichen auf den Quantenpunkt und in vermindertem Maße auf die Barriere wirkt, werden die Bandooffsets im QD gegenüber denen der Volumenhalbleiter modifiziert (z.B.  $\Delta E'_C = \Delta E_C^{InAs} + \delta(\Delta E_C^{InAs})_{hydrostat}$ ). Im Inneren des Quantenpunkts der untersuchten Systeme ist die Verspannung vorwiegend kompressiv. In einem Quantengraben wird unter Verspannung die Entartung des Valenzbandes aufgehoben, die Bänder für schwere und leichte Löcher und das split-off Band spalten auf. Es entstehen durch den hydrostatischen (isotropen) Anteil der Verspannung Verschiebungen der Bänder, die eine Vergrößerung der Energielücke bzw. eine Verringerung des Bandooffsets verursachen. In den weiter fortentwickelten Modellen zur Berechnung der Verspannung bekommen alle Wellenfunktionen Mischcharakter, wodurch die Bezeichnungen leichte und schwere Löcher obsolet oder wenigstens unscharf werden.
3. In Quantenpunktsystemen müssen piezoelektrische Anteile der Potentialverschiebungen beachtet werden<sup>14)</sup>, die durch die polaren Facetten der Inseln verursacht werden. Sie skalieren mit der Quantenpunktgröße, was leicht zu verstehen ist, wenn man sich vor Augen hält, daß sie durch ruhende Dipole hervorgerufen werden. Diese Piezoelektrizität verursacht nach<sup>14)</sup> auch eine ausgeprägte optische Anisotropie in symmetrischen Dots. Die Piezo-Anteile müssen zu den durch Quantisierung und Verspannung verursachten, diskreten Niveaus hinzuaddiert werden, um ein vollständiges Termschema zu erhalten.

In Abb. 5.2 ist schematisch gezeigt, daß sich beim 0-D Confinement in Quantenpunkten die Vergrößerung der Energielücke im Vergleich zum Volumenwert aus drei wesentlichen Anteilen zusammensetzt. Die verspannungsinduzierte Komponente (2) kann mit der Model-Solid-Theorie berechnet werden. Der Effekt der Quantisierung (1) skaliert mit der reziproken und der Piezoeffekt (3) skaliert mit der Dotgröße.

## 5.2 C-V an niederdimensionalen Strukturen

Mit Kapazitäts-Spannungskennlinien kann man die Bandanordnung in Grenzflächen direkt messen<sup>234)</sup>. Die daraus resultierenden Werte sind selbst in Gegenwart von Kompositionsgradienten und geringen Grenzflächenzustandsdichten verlässlich. Zur Einstellung einer Ladungsneutralität über die Heterogrenzfläche hinweg benötigt man jedoch zwei

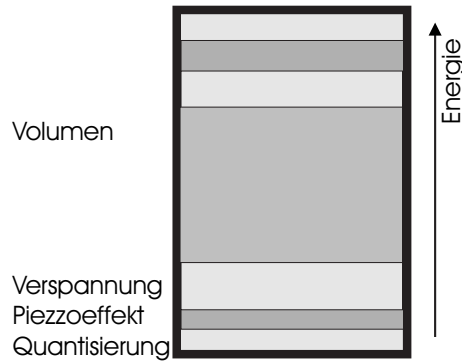


Abb. 5.2: Die Grundzustandsenergie eines Ladungsträgers in einem QD setzt sich aus 4 Anteilen zusammen. Ausgehend von der Energielücke des Volumenmaterials addieren sich die Anteile der verspannungsinduzierten Aufweitung der Energielücke, eines Piezoeffekts durch polare Facetten und der Quantisierung durch die räumliche Einengung des Ladungsträgers.

ausgedehnte Halbräume. Für stark gitterfehlangepaßte Strukturen läßt sich diese Bedingung wegen des Übergangs zum 3-D Wachstum oder der Generierung von Versetzungen nicht realisieren.

Die Ausdehnung der verspannten Schichten liegt in den meisten interessanten Fällen in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge, so daß eine Quantisierung zu erwarten ist. In diesem Fall ist der durch Kapazitäts-Spannungskennlinien bestimmte Potentialhub an der Doppelheterogrenzfläche jedoch verschieden vom Volumenfall. Die rechnerische Bestimmung der Quantenniveaus erfolgt über die gleichzeitige Lösung von Poisson- und Schrödingergleichung.

Die Untersuchung solcher 2-D Quantenstrukturen mittels CV-Messungen war Ende der 80-er und Anfang der 90-er Jahre Gegenstand großen Interesses und hat sehr zum Verständnis der Quanteneffekte in Halbleitern beigetragen. Eine große Anzahl von Autoren haben in den vergangenen Jahren Arbeiten zu diesem Thema vorgelegt (235, 236, 230, 237, 238, 239, 240, 241).

Das Confinement der Träger im Quantengraben wirkt sich in zwei Besonderheiten aus:

- Zu beiden Seiten des Quantengraben verarmt das Material an freien Trägern, wodurch sich die homogene Barrieredotierung zu einer inhomogenen Verteilung der freien Träger verändert.
- Im Bereich des Quantengraben ist eine sehr große Anzahl freier Träger vorhanden, die zu verdrängen es ein hohes Potential an einem äußeren Kontakt braucht.

Diese Effekte sind an einem beispielhaften Banddiagramm in Abb. 5.3 für eine Schottkydiode mit einem Quantengraben dargestellt. Der 50 Å breite  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  Quantengraben ist zwischen  $\text{GaAs:Si}$  ( $n = 7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) eingelassen. Am Schottkykontakt links liegt eine Sperrspannung  $V_{rev}$  an. Im eingelassenen Bildteil ist die Verteilung der freien Träger in Folge des räumlichen Confinements dargestellt. Die Berechnung erfolgte mit selbstkonsistenter Lösung von Schrödingergleichung und der Poisson-Gleichung<sup>20)</sup>.

In der Kapazitäts-Spannungskennlinie (siehe Abb. 5.4) kommt es durch den Quantengraben zur Ausbildung eines ausgedehnten Plateaus. Die Anstiegsdifferenzen zwischen Plateau und angrenzenden Bereichen in der Darstellung  $C^{-2}$ -V sind um so größer, je

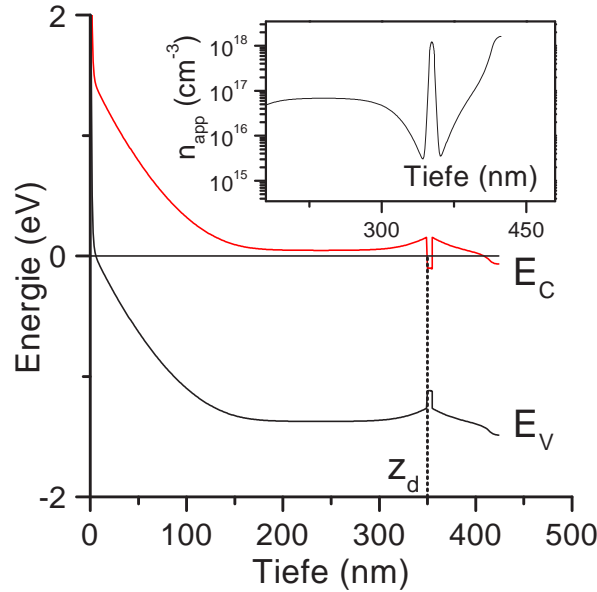


Abb. 5.3: Bandschema für eine GaAs-Schottkydiode mit eingelassenem InGaAs-QW bei angelegter Sperrspannung. Der Quantengraben nimmt eine große Anzahl Träger aus der Barriere auf, wodurch sich zu beiden Seiten Verarmungszonen herausbilden. Im Bildeinsatz ist die berechnete Ladungsträgerverteilung bei  $T=100$  K abgebildet.

größer der Unterschied der Dotierung in den Barrieren verglichen mit der freien Trägerkonzentration im Quantengraben ist.

Dies läßt sich qualitativ wie folgt verdeutlichen. Die Kapazität  $C$  war nach Glg. 1.49  $\Delta Q/\Delta V$ . In Volumenmaterial ist die spannungsabhängige Kapazität als Folge von Umladungsprozessen in einer bestimmten Probentiefe  $z$  definiert mit Glg. 1.50. Im Fall, daß die angelegte Spannung  $V$  die Eindringtiefe des Feldes in einer Doppelheterostruktur über den Quantengraben hinweg treibt (der an der Position  $z_d$  lokalisiert sei), so muß eine große Zahl lokalisierter Ladungsträger (ersetze in Glg. 1.50  $N_d \rightarrow n$ ) im Bereich des Quantengraben umgeladen werden. Es ist eine stark vermehrte Spannung  $\Delta V$  nötig, um die Kapazität um den gleichen Betrag zu verringern, wie zuvor im homogen dotierten Barrierematerial.

Bei etwas genauerer Betrachtung findet man fünf deutlich abtrennbare Bereiche für die Kapazitäts-Spannungskennlinie bei einfachen QW-Strukturen (SQW). Mit den in Abb. 5.4 vereinbarten Bezeichnungen lassen sich nach<sup>237)</sup> unterscheiden:

- $V < V_1$  Der Anstieg der  $C^{-2}$ -Auftragung ist bestimmt durch die Dotierungskonzentration in der Barriere.
- $V_1 < V < V_2$  Gleichzeitiges Umladen freier und gebundener Träger. Dies ist eine Parallelschaltung zweier Kapazitäten.
- $V_2 < V < V_3$  Ein Plateau wird gebildet durch die Abschirmung durch die freien Träger im Quantengraben.
- $V_3 < V < V_4$  Quantengraben fast entleert, die Verarmungszone reicht jetzt bis hinter den Quantengraben.

- $V > V_4$  Der Anstieg der  $C^{-2}$ -Auftragung ist wieder durch Barrierematerial bestimmt und ist parallel zum ersten Bereich, eine homogene Dotierung vorausgesetzt.

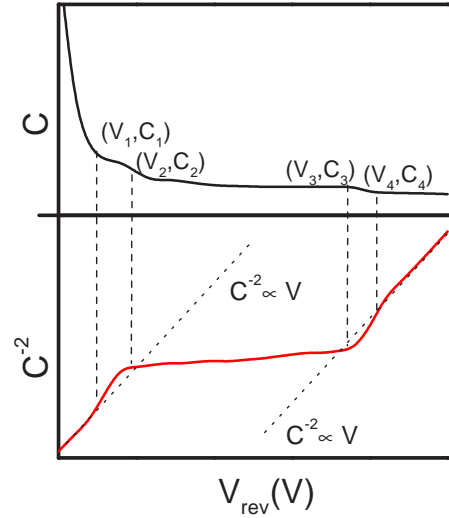


Abb. 5.4: Schema für die Kapazitäts-Spannungskennlinie sowie die  $C^{-2} - V$ -Kennlinie gemessen an einem SQW nach<sup>237)</sup>. Die geeigneten gestrichelten Linien kennzeichnen die Bereiche homogener Dotierung abseits des Quantengraben. Der Quantengraben selbst manifestiert sich in einem Plateau, dessen Breite von der Anzahl der Elektronen im 2DEG abhängt.

Die Breite des Bereiches auf dem Plateau zwischen den beiden Schnittpunkten der gestrichelten Linien wird durch die Differenz der Trägerkonzentrationen innerhalb und außerhalb des Quantengraben bestimmt. Aus der Verschiebung dieser beiden Linien gegeneinander lassen sich die Bandoffsets der Heterostruktur bestimmen<sup>237, 232)</sup>.

Die Konzentration von Trägern im Quantengraben kann zum einen (i) aus der Anpassung des kompletten CV-Spektrums bestimmt werden, oder aber (ii) durch eine Integration über das C-V-Profil. Eine Fitroutine wird für eine nicht homogene Dotierverteilung beliebig kompliziert. Auch sind die Plateaus häufig nicht besonders gut ausgeprägt, was eine genaue Bestimmung der Umkehrpunkte schwierig macht.

Ein C-V-Profil gewinnt man durch Umstellung und Differentiation von Glg. 1.50 mit der Gleichung

$$n(z) = -\left[\frac{q\epsilon}{2} \frac{d}{dV} \left(\frac{1}{C^2}\right)\right]^{-1} \quad (5.2)$$

und der Tiefenkoordinate  $z = \epsilon_0 \epsilon A / C$ .

Gegen die Integration der Tiefenprofile spricht, daß sie empfindlich gegen kleine Differenzen sind. Diese Methode arbeitet also nur zuverlässig, wenn ein hoher Konzentrationsunterschied zwischen Barriere und Quantengraben besteht.

Es soll darauf hingewiesen werden, daß die nach Glg. 5.2 gewonnenen Tiefenprofile nur für sehr flache Energieniveaus  $E_T$  gelten. Für tiefe Störstellen mit der Energie  $E_T$  bzw. Quantengraben muß die geometrische Tiefe korrigiert werden, da die abgetastete Tiefe  $z$  streng genommen den Kreuzpunkt von Elektronenniveau und Besetzungsfunktion ( $E_F$ ) darstellt. Es soll auch darauf hingewiesen werden, daß der korrigierte Wert, der Halbbesetzungspunkt eine Funktion der Füllpulsdauer  $t_p$  ist. Wenn  $t_p$  nicht groß genug ist, so wird der Halbbesetzungspunkt  $\lambda_p^{t_p}$  zwischen dem durch Glg. 5.3 definierten  $\lambda_\infty$  und der

Grenze der Verarmungszone  $z_d$  liegen. Die Tiefenkorrektur bei ausreichend langen  $t_p$ <sup>242)</sup> (d.h. vollständige Umladung des Elektronenniveaus) ergibt sich wie in Abb. 1.35 gezeigt aus

$$(z_d - z) = \lambda_\infty = \sqrt{2} L_D \sqrt{\frac{E_F - E_T}{kT}} \quad (5.3)$$

mit der Debyelänge

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 kT}{e^2 N_d}}. \quad (5.4)$$

Für weit unter der Leitbandkante des Barrierematerials gelegene Niveaus  $E_T$  ergibt sich dieses Kreuzen des Fermi-niveaus offenbar bereits bei viel geringeren Tiefen  $z$ , wodurch die Profile verschoben zur wirklichen Ladungsträgerverteilung erscheinen.

Auf der Suche nach einem geeigneten Mittel, die Bandanordnung in einer Grenzfläche bzw. die Energie des quantisierten Zustands experimentell zu bestimmen, gelangt man zu den konzeptionellen Ähnlichkeiten zwischen tiefen Störstellen und Quantentöpfen. Für tiefe Störstellen aber ist ein probates Mittel zur Ermittlung ihrer energetischen Lage im Bandschema die Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS), so benannt nach D. Lang<sup>113)</sup>.

## 5.3 DLTS an 2-D und 0-D Strukturen

Die Methode DLTS wurde im Abschnitt 1.4.4 eingeführt. Wir haben die DLTS angewendet, um Hinweise auf intrinsische Quantenniveaus oder aber auf tiefe Störstellen infolge struktureller Imperfektionen zu erhalten. Darüber hinaus wollten wir einen Zugriff auf die Trapzustände bekommen, die die im Abschnitt 3 gefundenen Verluste an Leitungselektronen ausmachen.

### 5.3.1 DLTS an Quantengräben

Verschiedene Autoren haben die DLTS auf Quantengräben mit wechselhaftem Erfolg und unterschiedlichen Interpretationen angewendet. Insbesondere in AlGaAs/GaAs Heterostrukturen erwies sich der Einfluß von DX-Zentren<sup>1</sup> als störend. Kennzeichnend dafür war die anomale Verschiebung des DLTS-Peaks zu höheren Temperaturen, wenn man die Füllpulshöhe vergrößerte<sup>235)</sup>. Auch wurden meist Störstellen in diesen Studien ausgemacht, von denen eine<sup>235, 243)</sup> oder mehrere<sup>244)</sup> als zum Quantengraben gehörend identifiziert wurden. Üblicherweise wird zur Bestätigung der Herkunft der bestimmten tiefen Zustände im QW die chemische Beseitigung desselben verwendet, die oft ein Verschwinden des beobachteten Niveaus verursacht. Dies ist allerdings nur eine notwendige Bedingung und läßt weiteren Spielraum für die Interpretation als Grenzflächen- oder grenzflächeninduzierte Zustände.

### 5.3.2 DLTS an Quantenpunkte-enthaltenden Proben

Wie oben bereits erwähnt haben verschiedene Autoren zur DLTS an Quantenpunkten publiziert<sup>230, 231, 232)</sup>. Die Unterschiede der beobachteten Spektren untereinander sind so beträchtlich, daß sie sich m.E. nach nicht aus den vorhandenen Unterschieden der elektronischen Konfiguration der Quantenpunkte erklären lassen. Wir interpretieren unsere

<sup>1</sup>Tiefe Störstelle, v.a. in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  für  $x > 0.24$  beobachtbar. Verursacht PPC-Effekt.



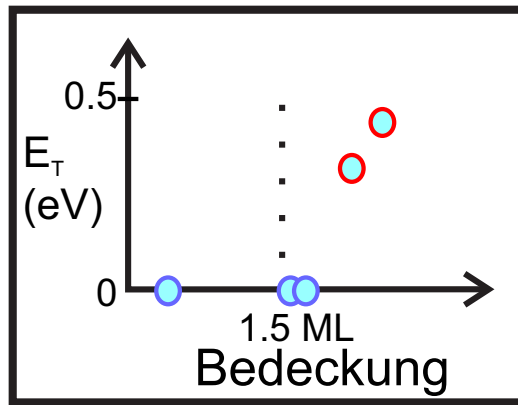


Abb. 5.5: Auftreten von tiefen Störstellen geringer Konzentration bei verschiedenen GaAs-Dioden mit eingelassenen InAs-Schichten. Proben mit mehr als 1.5 ML InAs-Bedeckung zeigten im RHEED den typischen Übergang der Quantenpunkt-Formierung.

DLT-Ergebnisse als Folge von lateral gekoppelten, dotinduzierten tiefen Zuständen, die nicht intrinsisch sind.

## 5.4 Zum Ursprung der DLT-Signale in InAs/GaAs-Quantenpunkt-Proben — Nichtexponentielles Einfangverhalten

Wir haben die DLTS auf eine Reihe InAs-Quantenpunkt-enthaltender GaAs-Proben angewendet und die Ergebnisse mit hochaufgelösten TEM-Bildern verglichen. Die Untersuchungsergebnisse sollen in einem Vorgriff auf die folgende Diskussion zusammengefasst werden. Wir finden:

- keine tiefen Störstellen in homoepitaktischem GaAs, einschließlich des EL2-Defekts
- keine tiefen Störstellen in heteroepitaktischem GaAs/InAs Strukturen mit zweidimensionalen InAs-Einlassungen
- tiefe Störstellen für solche Proben mit InAs-Bedeckungen von mehr als 2.4 ML oder bei gestapelten Quantenpunkten
- tiefe Störstellen, die energetisch tiefer sind als der totale Bandoffset
- tiefe Störstellen, die in geringerer Konzentration präsent sind als die Quantenpunkte
- unkonventionelles Einfangverhalten, welches für laterale Kopplung der tiefen Niveaus spricht

Das Auftreten der beobachteten DLT-Signale reduziert sich also wie in Bild 5.5 dargestellt auf größere Bedeckungen, was ein erster Hinweis darauf ist, daß sie mit strukturellen Imperfektionen verbunden sind.

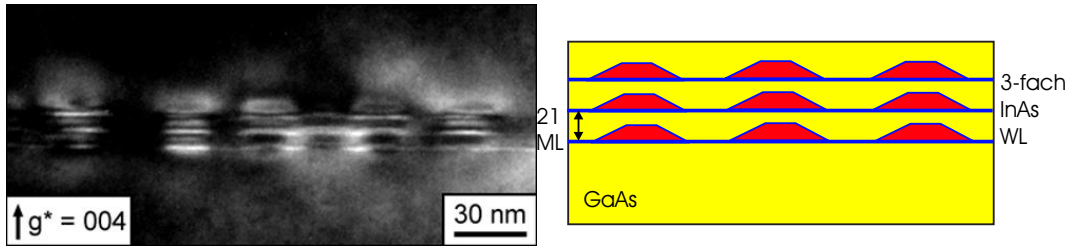


Abb. 5.6: Typisches Querschnitts- (weak beam) TEM Bild eines 3-fach-Stapels von InAs Quantenpunkten in GaAs gewachsen mit GS-MBE entlang des [011] Azimuts.

## Wachstum

Die hier untersuchten Strukturen wurden auf exakt (001) orientierten GaAs:Si Substraten gewachsen. Die einzige Wachstumstemperatur des InAs, die hier Verwendung fand, war  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$ . Die Quantenpunkt-Formierung wurde *in situ* mit RHEED beobachtet. Es wurden Proben mit  $m$  InAs-Quantenpunkt-Schichten ( $m=1,3$  und  $7$ ) in einer Matrix aus  $n$ -dotiertem GaAs hergestellt.

Im Detail ist die Schichtfolge wie folgt: 500 nm  $n^-$  GaAs Puffer, gefolgt von 60 nm  $\nu$ -GaAs ( $n = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ), dann eine 5-nm  $n^-$  GaAs-Schicht mit Modulationsdotierung ( $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), 2.5 nm undotiertes GaAs. Dann wurde die Wachstumstemperatur von  $560^\circ\text{C}$  auf  $T_S^{\text{InAs}}$  erniedrigt und weitere 10 ML undotiertes GaAs abgeschieden. Darauf kamen  $m$  wiederholte Schichten mit 1.8 ML InAs (1.5, 1.7 oder 2.4 ML für  $m=1$ ) jeweils durch 21 ML GaAs getrennt. Dann wurde die Folge 10 ML, 2.5 nm undotiertes GaAs und 5 nm  $n^-$ -GaAs wiederholt, gefolgt von 350 nm  $\nu$ -GaAs.

Wie Abb. 5.5 andeutet, zeigt die SHS mit  $d_{\text{InAs}}=2.4$  ML ein verglichen zu der 3-Schicht-Probe qualitativ ähnliches Verhalten bzgl. des DLT-Signals. Letztere ist wegen der durch die Vererbung hervorgerufenen Größenhomogenisierung der Quantenpunkte von besonderem Interesse. Die 7-Schicht-Probe zeigte ernsthafte Degradationserscheinungen infolge des Einbaus von Misfitversetzungen, die in einem Gleitsystem von den Seitenkanten der QD zur Oberfläche durchlaufen (engl.-,threading dislocation“), und wird daher vor allem als strukturelle Referenz gezeigt. Alle anderen untersuchten Proben enthielten wie in Bild 5.5 dargestellt keine nachweisbaren Konzentrationen an tiefen Störstellen. Die Schwelle der Nachweisbarkeit gemessen an der Empfindlichkeit unserer Messung ist  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Das schließt sowohl die InAs-freien Referenzproben ein, als auch solche mit subkritischen Dicken (2-D InAs) und solche, die nur wenig über der kritischen Schichtdicke bei  $d_{\text{InAs}}=1.5$  ML liegen.

## TEM-Untersuchungen

Die Mehrschichtproben wurden mit Querschnitts-TEM strukturell untersucht. In Abb. 5.6 ist eine solche Aufnahme (weak beam) für den Dreifachstapel zusammen mit einem Probenschema gezeigt. Zu sehen ist eine 1:1 Vererbung, d.h. über jedem in der untersten Lage vorhandenen Dot bildet sich ein Stapel.

In der Abb. 5.7 ist eine weak-beam Aufnahme des Siebenfachstapels gezeigt. Wieder ist die Vererbung ganz offensichtlich. Es kommen aber noch zwei interessante Erscheinungen mit ins Bild. Zum einen ist beim dritten Stapel von der linken Bildkante zu beobachten, wie bei den beiden nah beieinanderliegenden Quantenpunkten sich ein Stapel mit zunehmender Schichtnummer verjüngt. In der Bildmitte finden wir zwei sich

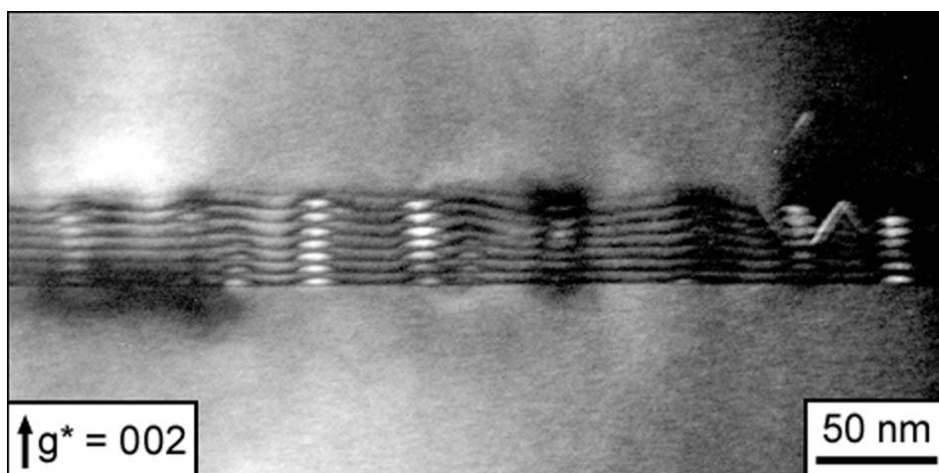


Abb. 5.7: Querschnitts-TEM Bild eines 7-fach-Stapels von InAs Quantenpunkten in GaAs gewachsen mit GS-MBE. Die über dem 7. Dot-Stapel liegende scharfe Linie ist eine 2-D Schicht InAs.

abstoßende QD-Stapel. Dies sind zwei Erscheinungsformen des bei Tersoff beschriebenen Größenfilterungsprozesses<sup>62)</sup>. Bei Supergittern von Quantenpunkten ordnen sich danach die Positionen *und* die Größen hin zu einer Gleichverteilung.

Im rechten Bildteil von Abb. 5.7 ist bei einem Stapel anstelle des Filterns jedoch ein anderer Effekt zu beobachten. Vom Stapel gehen im Winkel von ca.  $55^\circ$  zwei helle Striche weg. Das sind Versetzungen, die aufgrund der hohen Verspannungsenergie eingebaut wurden.

In Abb. 5.8 ist ein solcher Stapel noch einmal herausgegriffen worden und näher untersucht. Die Richtungen, die durch die Versetzungen charakterisiert sind, sind  $[111]$ . Die Versetzungen beginnen fast immer in der Ebene #4. Dies fand seine Widerspiegelung während des Wachstums auch durch eine Aufrauhung des RHEED Bildes. Ich interpretiere dieses Verhalten damit, daß die Versetzung sich schon im Verlauf des Wachstums und nicht erst aus einem Post-Wachstums-Prozeß herausbildet. Bei einem Teil solcher Stapel mit Versetzungen finden wir in den nachfolgenden Stapelebenen keine Quantenpunkte mehr. Die Versetzung baut in einem solchen Fall ausreichend viel Verspannung auf plastischem Wege ab, als das beim Wachstum eine Relaxation in die 3-D Geometrie noch notwendig wäre.

Aus den gezeigten Bildern kann man auch die lateralen und vertikalen Ausdehnungen der nicht relaxierten Quantenpunkte ableiten. Ihre Basislänge ist zwischen 15 und 20 nm, ihre Höhe zwischen 3 und 5 nm. Die 21 ML GaAs, die die aufeinanderfolgenden Schichten InAs-Schichten trennen sind nicht viel höher. Trotzdem ist die Unterlage der nächsten Schicht glatt. Nur zwischen Paaren von ‚threading dislocations‘ wurden geneigte kristallografische Bereiche der 2-D InAs-Schichten gefunden. Mit hochauflösten TEM-Bildern haben wir die Proben auch auf in der Ebene liegende Defekte hin untersucht, fanden jedoch keinen Hinweis auf die Existenz solcher Defekte. Die obere Grenze von zur Oberfläche laufenden Versetzungen in der Dreifach-Stapelprobe kann darum mit  $10^3 \text{ cm}^{-1}$  und die von  $90^\circ$ -Versetzungen<sup>245)</sup> mit  $10^6 \text{ cm}^{-2}$  angegeben werden.

Eine Abschätzung der Dichte der Quantenpunkte aus den Querschnitts-Bildern muß sehr grob bleiben, da die Dicke der gedünnten Filme nicht bekannt ist. In Übereinstimmung mit verwandten Untersuchungen finden wir einen Wert von  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ .

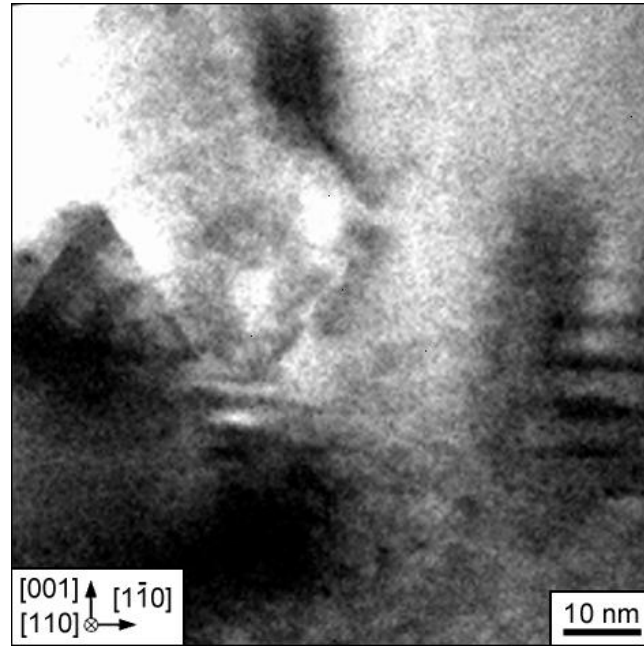


Abb. 5.8: Vergrößerung eines Stapelfehlers in einem Querschnitts-TEM Bild eines 7-fach-Stapels von InAs Quantenpunkten in GaAs gewachsen mit GS-MBE.

## DC-XRD Messungen

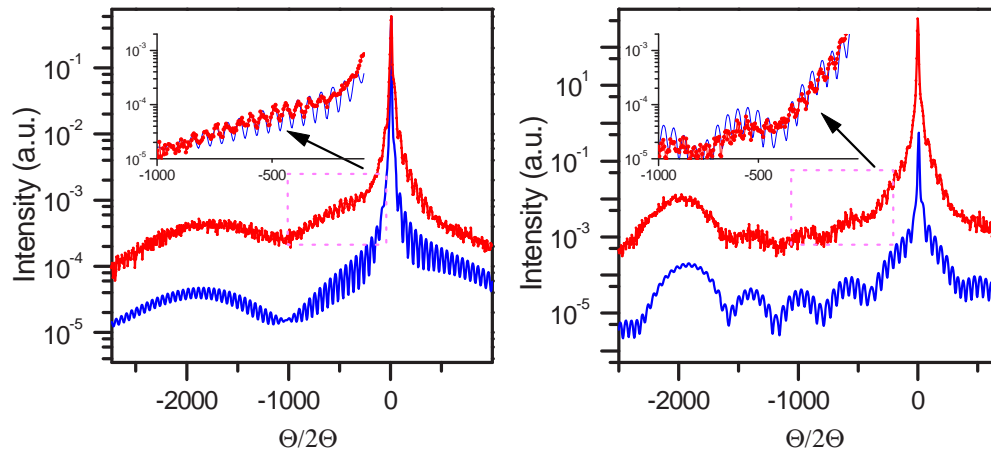


Abb. 5.9: Röntgenreflexionsspektren (004) für einen Dreifach- (links) und einen Siebenfach-Dotstapel mit Anpassungen. Die (mit Ausnahme der Anzahl der Dotstapel) identisch gewachsenen Proben wurden mit den gleichen Parametern angepaßt, nur wurde für den 7-fach-Stapel ab der vierten Quantenpunkt-Schicht eine 10%-ige Relaxation angenommen.

Die Proben wurden ebenfalls mit DC-XRD Messungen untersucht. Die in Abb. 5.9 gezeigten Ergebnisse sind ein schönes Beispiel für die Konsistenz der unterschiedlichen Methoden. Nachdem wir zunächst den Dreifach-Dotstapel angepaßt hatten, sind wir mit denselben Werten für die Abstandshalterdicke und die nominelle InAs-Schichtdicke  $d_{\text{InAs}}$  in die Simulation des 7-fach-Dotstapels gegangen und benutzten zusätzlich das TEM-Resultat, daß ein Teil der Quantenpunkte ab Schicht  $n=4$  versetzt sind. Mit einer partiellen Relaxation von 10% konnten wir daraufhin das Spektrum dieser Probe anpassen. Über

die Qualität der Anpassungen kann man sich aus Abb. 5.9 ein Bild machen. Sie stimmen über große Winkelbereiche und im Detail der aus der Gesamtschichtdicke herrührenden Pendellösungen sehr gut überein. Messung und Anpassung sind im jeweiligen Hauptbild zur besseren Sichtbarmachung um einen konstanten Betrag gegeneinander verschoben.

### Optische Untersuchung der Quantenpunkt-DLTS-Strukturen

An dieser Stelle soll ein kurzer Abschnitt zur optischen Untersuchung der betreffenden Proben zwischengeschoben werden, da dies zum weiteren Verständnis unerlässlich ist. Die Proben wurden mit PL temperaturabhängig untersucht.

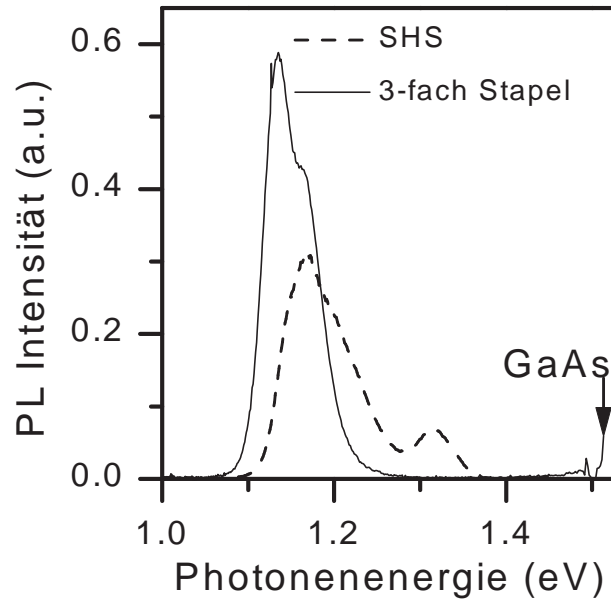


Abb. 5.10: PL an verschiedenen InAs-Quantenpunkte-enthaltenden Strukturen bei  $T=4.2$  K.

Bei tiefen Temperaturen sind die PL-Spektren, wie in Abb. 5.10 für die einfache Heterostruktur (SHS) und den Dreifachstapel gezeigt. Sie bestehen aus 2 Peaks. Die niedrigsten beobachteten Übergänge liegen bei 1.13 eV (HWB 40 meV) für die Mehrfachstapel mit 1.8 ML und eine SHS-Probe mit 2.4 ML InAs-Bedeckung (nicht gezeigt). Der Siebenfach-Dotstapel (ebenfalls nicht gezeigt) erfährt wegen der partiellen Relaxation einiger Inseln eine Verbreiterung der HWB seiner PL-Linien, wovon die Lumineszenzausbeute jedoch kaum betroffen ist. Die ebenfalls in Abb. 5.10 dargestellte SHS-Probe mit nur 1.7 ML InAs-Bedeckung hat zwei Peaks mit sehr unterschiedlichen Photonenenergien, die auf eine bimodale Größenverteilung der Quantenpunkte zurückzuführen ist<sup>[246]</sup>. Die Grundzustandsenergie liegt verglichen zum Dreifachstapel etwas höher. Ähnliche Quantenpunkte mit MOVPE gewachsen wurden in<sup>[231]</sup> berichtet und hatten eine HWB von 150 meV. Die gemessene PL-Übergangsenergie wurde dort mit den Ergebnissen aus einer 8-Band  $k \times p$ -Theorie<sup>[14]</sup> verglichen und ein Leitbandoffset von ca. 200 meV ermittelt (d.h.  $\Delta = \frac{1}{2}$  entsprechend Glg. 5.1). In<sup>[14]</sup> finden wir für die bei uns typischen Quantenpunkte der Basislänge 16 nm einen Leitbandoffset von 270 meV (bei  $E_G^{InAs} = 1.05$  eV).

Mit den PL-Messungen konnten wir unabhängig von den TEM-Untersuchungen das Auftreten von Quantenpunkten bestätigen. Sie streben mit zunehmender Wachstumszeit oder mit Vererbung einem für die gegebenen Wachstumsbedingungen gültigen Grenzwert

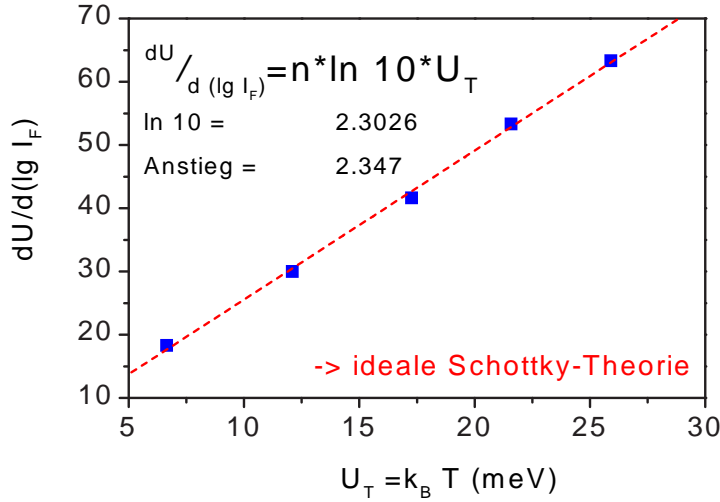


Abb. 5.11: Temperaturabhängige Vorwärtstromcharakteristik an Schottkydiode mit 3-fach-Quantenpunkt-Stapel.

der Emissionsenergie zu und im Rückschluß auch einer mittleren Größe. Diese Emissionsenergie beträgt 1.13 eV. Die Ergebnisse werden zum Vergleich optisch und elektrisch ermittelter Übergangsenergien benötigt.

### I–U, C–V-Messungen

Die Proben wurden weiter prozessiert, um sie elektrisch zu untersuchen. Dazu wurden AuGe-Kontakte auf die Rückseite einlegiert und auf die Vorderseite TiAu als ein Satz von Submillimeter-Schottkykontakten aufgedampft. Die resultierenden Schottkydioden hatten hervorragende Charakteristika. Nach<sup>247)</sup> können die Vorwärts-I-U-Kennlinien mit der empirischen Form

$$I_F \propto \exp \{eV/nk_B T\}$$

beschrieben werden. Wenn  $n$  dabei gegen 1 geht ist, der Strom fast ausschließlich ein Diffusionsstrom gegenüber einer 2, die durch einen reinen Rekombinationsstrom (via Gap-Zustände) zustande käme. Da dieser Faktor bei uns 1.019 beträgt wie aus Abb. 5.11 hervorgeht und wir bei 77 K Sperrströme von nur  $15 \mu\text{A}/\text{cm}^{-2}$  erreichen, können wir eine hervorragende Qualität der so entstandenen Dioden konstatieren.

An diesen Proben wurden bei verschiedenen Temperaturen C–V Messungen mit einem HP 4285A LCR bei verschiedenen Frequenzen  $\omega_{ref}$  zwischen 100 kHz und 30 MHz durchgeführt (vgl. Abb. 1.36 in Abschnitt 1.4.4). Die C–V-Charakteristika der Proben sehen wie in Abb. 5.3 gezeigt aus, und haben eine bislang noch nicht erklärte Frequenzabhängigkeit, die für sehr hohe Frequenzen eine Verschiebung der Profile der freien Träger zu geringeren Tiefen beinhaltet. Das bedeutet entsprechend Glg. 1.51 eine Erhöhung der Kapazität. Wenn aber ein Teil der Träger der Modulationsfrequenz  $\omega_{ref}$  nicht folgen kann, dann sollten diese keinen Beitrag mehr liefern. In einem Ersatzschaltbild aus mehreren parallelen Kapazitäten sollte der Ausfall einer Teilkapazität also die Gesamtkapazität verringern. Zu kleineren Frequenzen (kleiner 3 MHz) hin gibt es einen Sättigungswert. Wir können unsere Betrachtungen auf diesen Bereich beschränken, um nicht einer Meßschwäche des Aufbaus zum Opfer zu fallen.



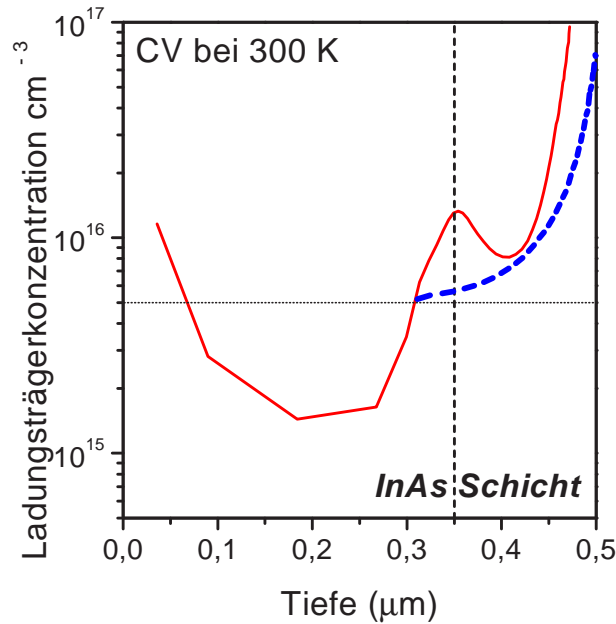


Abb. 5.12: RT C–V-Charakteristiken einer Quantenpunkt-Probe und einer GaAs-Referenzprobe. Die horizontale Linie gibt die Dichte der Träger aufgrund der homogenen Dotierung an, die senkrechte die Position der chemischen Grenzfläche.

In Abb. 5.12 sind die Konzentrationsprofile bei RT für eine Probe mit und eine Probe ohne InAs und mit einer homogenen Dotierung gegenübergestellt. Die absichtlich eingebrachte Hintergrundladungsträgerdichte beträgt hier  $5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  und ist durch eine horizontale Basislinie dargestellt. Die Ladungsträgerdichte in der GaAs-Referenzprobe nähert sich ihr asymptotisch an. Die Probe mit InAs zeigt ziemlich exakt an der Position der Heterostruktur einen Peak der Ladungsträgerkonzentration von  $15 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ . Da dieser so exakt lokalisiert und nicht nach Glg. 5.3 verschoben ist, interpretieren wir ihn als Folge der Träger in der ‚wetting layer‘, da diese einen verhältnismäßig geringen Bandooffset aufweist. Einen Peak aufgrund der in den Quantenpunkten gefangenen Ladungsträger mit einem Bandooffsetverhältnis  $\Delta \approx 0.5$ , wie er in<sup>231)</sup> berichtet wurde, halte ich dagegen für ausgeschlossen. Dieser wäre im Konzentrationsprofil gegenüber der Tiefe der chemischen Grenzfläche verschoben.

Die Richtigkeit dieser Zuordnung des C–V-Peaks zu den freien Trägern im Quantengraben läßt sich durch eine anders gestaltete Probe beweisen. In Abb. 5.13 ist das bei 77 K gemessene C–V-Profil einer Probe mit Modulationsdotierungen zu beiden Seiten des Dreifach-Stapels InAs zusammen mit einer Anpassung mittels 5 Gaußpeaks gezeigt. Sie läßt die Ladungsträgerprofile dreier wohlaufgelöster Peaks erkennen, wobei die verschiedenen InAs-Anteile zu einem zentralen Peak mit einer totalen Flächenladungsdichte von  $n = 5.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$  verschmelzen. Die parallelen, modulationsdotierten Schichten haben Trägerdichten von je  $4.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$  und umschließen den zentralen Peak leicht asymmetrisch. Die Begründung dafür ist in der etwas tieferen energetischen Lage der 2-D Benetzungsschichtzustände im Vergleich zu den Donatorniveaus zu finden. Wären es jedoch die Elektronen aus den Quantenpunkten, die diesen Peak verursachten, so ergäbe sich für den zentralen Peak eine weit stärkere Verschiebung zu geringeren Tiefen. Die Verschmelzung der Einzelpeaks der Quantenpunkte zum zentralen Peak in der Trägerdichte macht deutlich, daß diese drei InAs-Schichten mit einem Abstand von jeweils 21 ML GaAs elektronisch koppeln. Die geplanten und durch Messungen verifizierten Maße

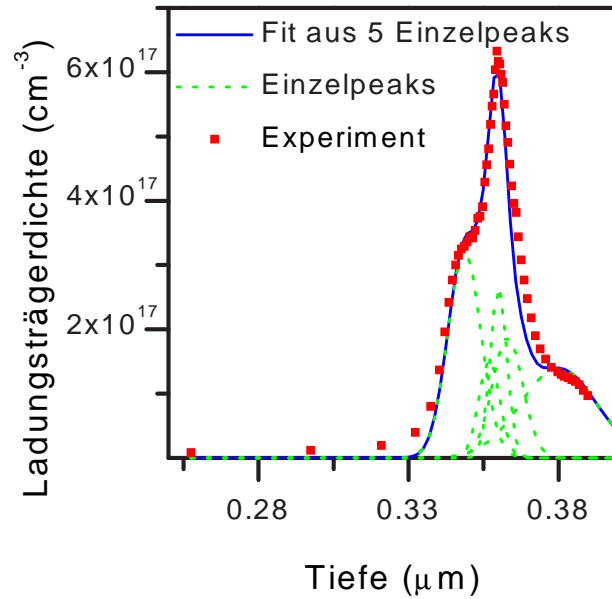


Abb. 5.13: C–V-Charakteristik einer InAs-Quantenpunkt-Probe mit Dreifachstapel bei 77 K. Anpassung mit 5 Gaußschen Profilen.

sind in hochgradig identisch.

### DLT-Untersuchungen

Wie mit Abb. 5.5 bereits vorweggenommen, treten DLT-Signale nur für einen Teil der untersuchten Proben auf. Entsprechende Spektren werden in Abb. 5.14 für den Dreifachstapel mit Quantenpunkten für verschiedene Ratenfenster gezeigt. Die Spektren erscheinen stark asymmetrisch, lassen sich aber wie gezeigt mit 3 Gaußprofilen gut anpassen. In Abb. 5.15 ist analog ein Spektrum für den Einfachstapel mit einer 2-Peak-Anpassung sowie die Auswertung entsprechend der Glg. 1.56 gegeben.

Ogleich die klassischen Annahmen, welche gemeinhin für homogene Halbleiter zu Glg. 1.61 führen, namentlich die  $T^{3/2}$ -Abhängigkeit der lokalen Zustandsdichte am Leitband, für die Umgebung der Quantenpunkte nicht erfüllt sein mögen, ist die Verwendung der  $T^2$ -Temperaturabhängigkeit des Vorfaktors (siehe Glg. 1.61) bei der Auswertung der Arrheniusplots doch trotzdem eher plausibel als ein Fehlen des Korrekturfaktors. In den Abbn. 5.16 sind die Arrheniusplots für den Dreifachstapel mit seinen beiden Niveaus A (hohes  $E_C - E_T$ ) und B (niedriges  $E_C - E_T$ ) und im rechten Bild die Haupt-(A)-Peaks für die Einfach- und die Dreifachstruktur gegenübergestellt. Die aus Glg. 1.61 gewonnenen Werte für die scheinbare Tiefe des Energieniveaus A  $E_{na}$  und die scheinbaren Trägerquerschnitte  $\sigma_{na}$  sind ebenfalls in der Grafik enthalten.

Die gefundenen Werte für  $E_{na}$  sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Trapniveaux sind deutlich tiefer, als analog ermittelte Resultate aus<sup>231)</sup> und auch tiefer, als die PL-Ergebnisse es für diese Dots schlußfolgern lassen (wenn man die Vorfaktoren Entropieänderung und Einfangquerschnitt in Glg. 1.61 zunächst als temperaturunabhängige Größen betrachtet, wie es nach<sup>98)</sup> nur für wasserstoffähnliche Niveaux gültig ist). Die im thermischen Experiment bestimmte Entropie ist ebenfalls in erster Näherung konstant.

Von den oben diskutierten Arbeiten, die sich mit DLTS an Quantenpunkten beschäftigen, gibt es nur eine<sup>248)</sup>, in denen die Signatur der von uns beobachteten ähnelt. Wie

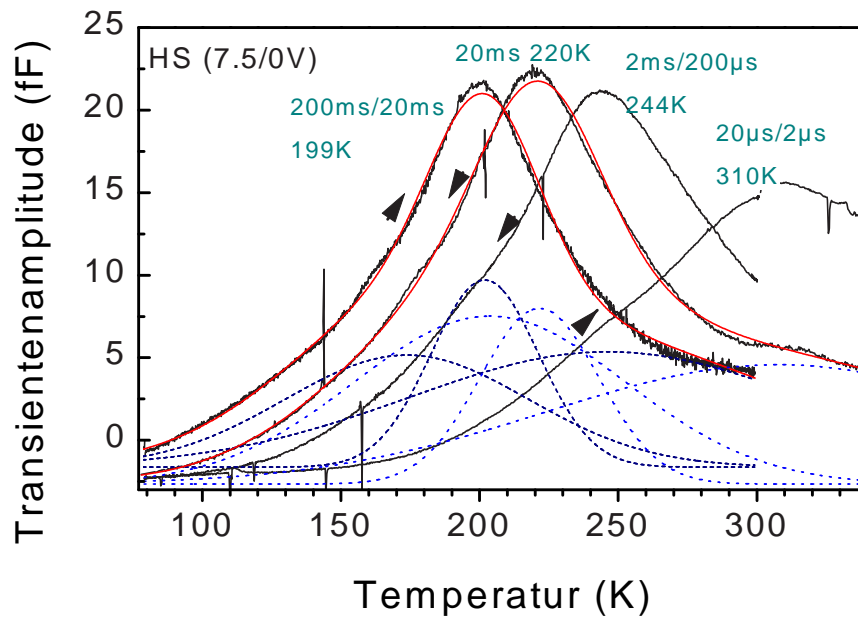


Abb. 5.14: DLT-Spektren für Dreifachstapel von Quantenpunkten bei verschiedenen Ratenfenstern. Die Temperaturen der lokalen Maxima sind mit den Ratenfensterwerten und Füllpulsdauern gegeben.

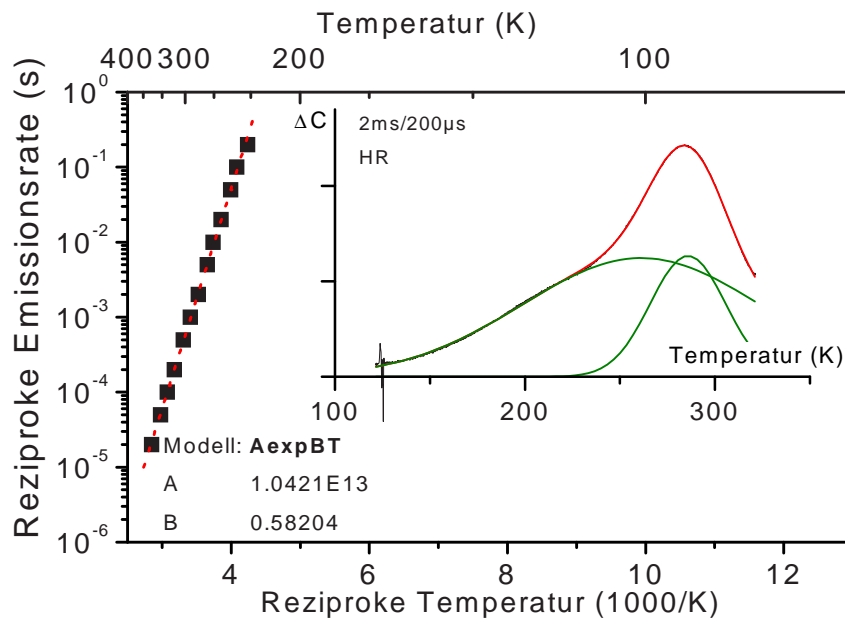


Abb. 5.15: DLT-Spektren für einfache Schicht von Quantenpunkten ( $d_{\text{InAs}}=2.4$  ML) mit Arrheniusplot und Fitparametern. Im Bildeinsatz ist ein Beispielspektrum bei einem Ratenfenster von 2 ms gegeben.

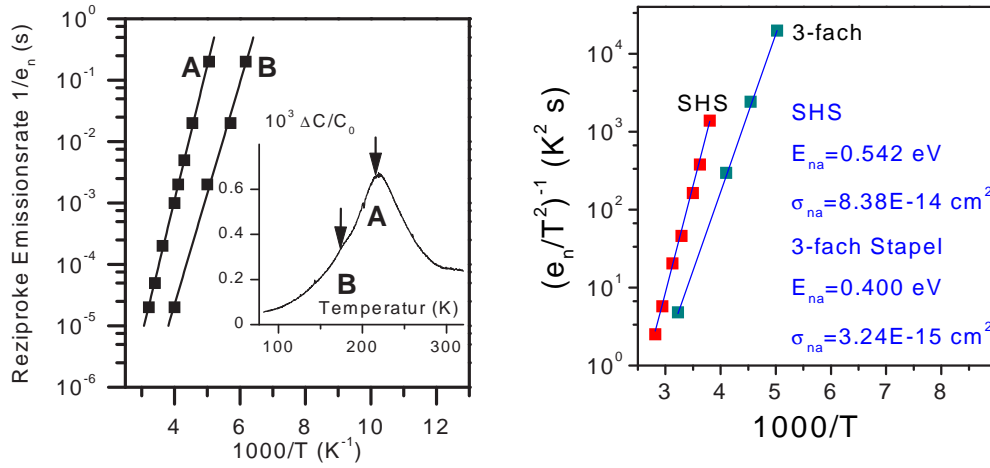


Abb. 5.16: Links: Arrheniusplots für die beiden Niveaus in der Dreifachstapel-InAs-Quantenpunkt-Probe. Im Bildeinsatz wird anhand eines bei einem Ratenfenster von 20 ms aufgezeichneten Spektrums die Zuordnung der Nomenklatur für A- und B-Niveaus erläutert. Rechts:  $T^2$ -korrigierte Arrheniusplots für die A-Niveaus in der Dreifachstapel- und der einfachen InAs-Quantenpunkt-Probe.

bei<sup>231, 230)</sup> wird dieses Niveau von Chen *et al*<sup>248)</sup> zwar den Quantenpunkten zugeordnet, jedoch aufgrund einer nicht stichhaltigen Diskussion. Mehr noch gibt es in<sup>248)</sup> Hinweise auf Versetzungen, keine Anstrengungen, den Ursprung der beobachteten, elektronischen Niveaus räumlich einzugrenzen oder eine Angabe über die Konzentrationen zu machen.

Wir wollten diese Punkte in unserem Experiment klären, um die Zuordnung der in Abb. 5.16 beschriebenen tiefen Niveaus abzusichern. Darüber hinaus wird der Vergleich mit den optischen Daten gesucht, um eine Zuordnung der Niveaus zu den intrinsischen Dotenergieniveaus überhaupt zu motivieren. Wenn z.B. die Niveaus tiefer liegen, als der gesamte Bandoffset, so erübrigt sich ein solcher Versuch. In unserem Fall messen wir  $E_{PL} = 1.13$  eV; die Gapenergie der Barriere beträgt ca. 1.5 eV.

Zunächst sollen jedoch als Voraussetzung noch drei Punkte zur Verlässlichkeit der Methode genannt und diskutiert werden.

**Probenpräparation** Um sicherzustellen, daß unsere Messergebnisse nicht erst auf während der Prozessierung eingebrachte Defekte zurückzuführen ist, haben wir Proben mit unterschiedlichen Kontakten und Prozessierschritten hergestellt. In Abb. 5.17 vergleichen wir die (normalisierten) Ergebnisse aus den zwei verschiedenen Messmodi (HR und HS) mit denen von einer Probe mit Al-Schottkykontakten und denen einer Probe mit einer anderen Grundfläche des Au-Kontakts. Die DLT-Peaks sind an der selben Position, was die Unempfindlichkeit der Probe gegen die Prozessierung bestätigt. Die unterschiedlichen Amplituden (Defektkonzentrationen) in diesen Messungen führen wir auf Inhomogenitäten in den Proben zurück. Auch ein Ausheilen für eine Stunde bei  $T=350^\circ C$  erbrachte keine qualitative Änderung. Die Abweichung  $\delta\Delta C_0$ , die für die Messungen mit zwei verschiedenen Modi auftritt, kann als maximaler Messfehler betrachtet werden.

**Konzentration** Wie in<sup>249)</sup> dargestellt, basieren alle gebräuchlichen Formeln, wie z.B. 1.51 und selbst das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts in der Formulierung von Glg. 1.53 auf der Annahme, daß die Konzentration der freien Träger viel größer als die der tiefen Störstellen ist  $N_d \gg N_T$ . Anders ausgedrückt muß der Anteil der umzuladenden Kapazität durch die Störstellen an der Gesamtkapazität klein

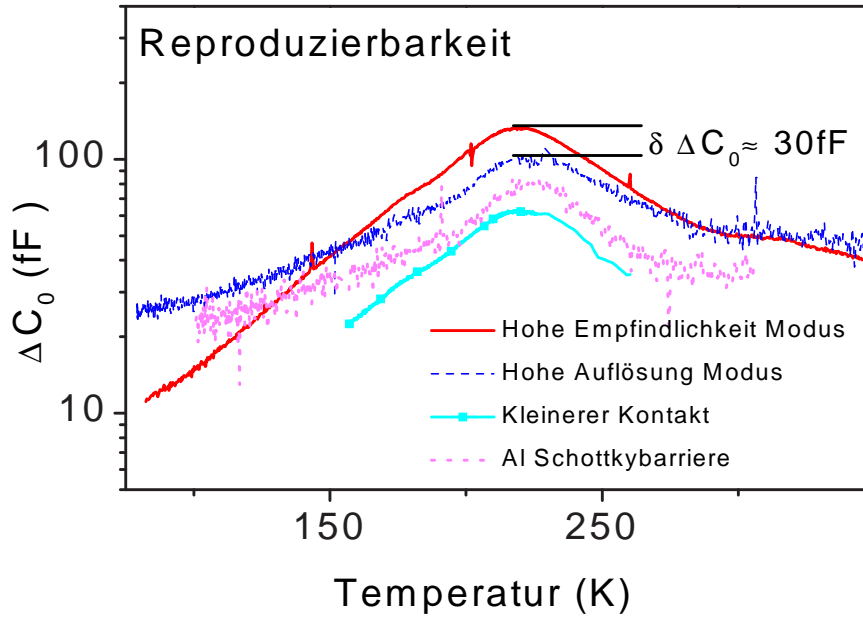


Abb. 5.17: DLT-Signal bei gleichem Ratenfenster für unterschiedlich vorbehandelte/gemessene Proben. Zwischen den Modi für hohe Auflösung und hohe Empfindlichkeit besteht eine Differenz der Signalamplituden, wie auch für anders präparierte Proben. Für das gewählte Ratenfenster von 20 ms ist jedoch keine Verschiebung des DLT-Signals zu beobachten.

sein. Ansonsten wird die Messung der DLTS von dem bekannten, exponentiellen Einfangverhalten abweichen. Tiefe Donatoren (Akzeptoren) erhöhen die Ladungsträgerdichte, wenn sie ionisiert werden, wogegen tiefe Akzeptoren (Donatoren) dazu tendieren, einen n-(p-) artigen Halbleiter zu kompensieren. Die Ratengleichung 1.53 ist dann vom Grad der Besetzung  $n_T/N_T(x)$  abhängig. Als Beispiel regelt sich der Besetzungszustand für Donatoren mit  $N_T \gg N_d$  oder Akzeptoren mit  $N_T \approx N_a$  nach der Gleichung<sup>249)</sup>

$$\frac{n_T(t)}{N_T} = 1 - \frac{1}{1 + c_n N_T A t} \quad (5.5)$$

mit  $A = N_a/N_T$  für Akzeptoren oder  $A = 1 + N_d/N_T$  für Donatoren.

Die Volumenkonzentration tiefer Niveaus nach Glg. 1.64 für die in Abb. 5.14 gezeigten Signale ist  $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , was einem Hundertstel der Hintergrundladungsträgerdichte entspräche. Die in der Gleichung implizierte Voraussetzung einer homogenen Verteilung ist jedoch falsch, wie unten gezeigt wird.

**Feldabhängigkeit** Durch eine starke Feldabhängigkeit kann ein nichtexponentielles Einfangverhalten des DLT-Signals verursacht werden<sup>250, 113)</sup>. Veränderungen der Emissionsrate mit der räumlichen Position der Elektronenfallen aufgrund eines in die Probe abfallenden elektrischen Feldes  $\mathcal{E}(z)$  verursachen eine starke Verbreiterung der Peaks mit einer Nicht-Auflösbarkeit in die Einzelpeaks. Bei einer homogenen Verteilung der tiefen Niveaus aber feldabhängiger Emissionsrate kann man sich das DLT-Signal aus n-Schichten herrührend vorstellen, mit leichter Verschiebung überlagert. Das integral gemessene Signal zeigt selbst dann nichtexponentielles Einfangverhalten, wenn die einzelnen Transienten aus den n-Schichten jeweils exponentiell sind.

Eine einfache Interpretierbarkeit ist dann gesichert, wenn die Form und Position für einen Peak für unterschiedliches Füllverhalten konstant bleiben. In Abb. 5.18 sind

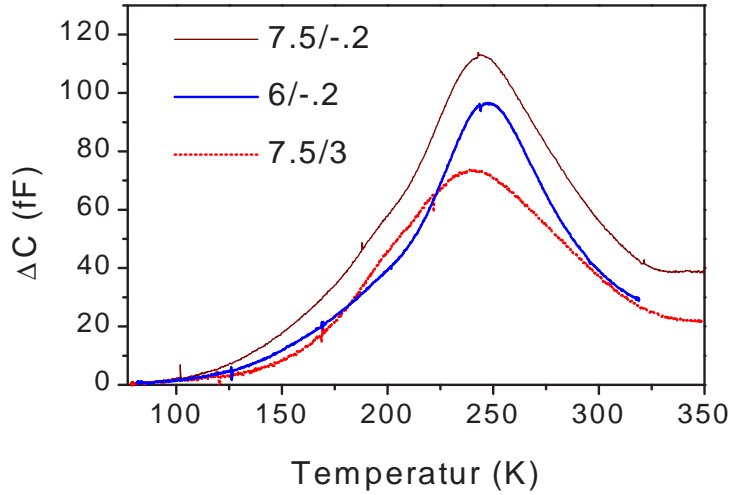


Abb. 5.18: DLT-Signal bei gleichem Ratenfenster für unterschiedliche Füllpulshöhen bzw. elektrische Felder.

DLT-Spektren für den 3-fach Stapel mit unterschiedlichen, angelegten Feldstärken gezeigt. Vergleicht man zunächst die beiden Spektren mit derselben Füllpulshöhe aber unterschiedlichen Entladespannungen  $V_{rev}$ , so unterscheiden diese sich nur in ihrer Amplitude. Die anderen Details sind konstant. Ändert man die Füllpulshöhe so kommt es v.a. zu einer unterschiedlichen Wichtung der A- und B-Anteile. Die leichte Verschiebung des A Anteils liegt wie wir noch zeigen werden daran, daß unter den gegebenen Füllbedingungen, die tiefen Niveaus in den Quantengraben vom Halbbesetzungspunkt während des Füllpulses gerade so erfasst werden und vor allem flachere Energieniveaus einer finiten Verteilung tiefer Niveaus mit Elektronen besetzt werden. Dies ist aber keine Feldstärkeabhängigkeit in dem Sinne von<sup>113)</sup>.

Bisher wurde festgestellt, daß die DLT-Spektren exponentielle Transienten haben, daß die Energie  $E_{na}$  größer als der maximale Bandoffset ist, den man aus den PL-Messungen rückschließt, daß keine Feldstärkeabhängigkeit des Signals besteht, jedoch Anzeichen einer inhomogenen Tiefenverteilung vorhanden sind (siehe Abb. 5.18).

Wenn man die Verarmungszone durch Erhöhung von  $V_{rev}$  ausweitet, so müsste bei homogener Verteilung der tiefen Niveaus die DLT-Amplitude proportional mit der Verarmungstiefe gehen. Für Abb. 5.19 wurden die Maxima der DLT-Signale dementsprechend normiert und über der Sperrspannung aufgetragen. Es sind im wesentlichen 3 Peaks (Linien mit Symbolen) im untersuchten Bereich zu finden, die bereits diskutierten A- und B-Peaks (siehe Abb. 5.16) sowie ein mit A' bezeichneter. Letzterer ist nur im oberflächennahen Gebiet nachzuweisen, liegt jedoch gerade noch oberhalb der Nachweisgrenze. Die die Dichte beschreibende Signalamplitude (Linien ohne Symbole) des Peaks B bleibt ungefähr konstant, während A praktisch nicht auftritt, bevor die Verarmungszone bei einer Sperrspannung von 3 V erstmals in den Bereich des InAs-Quantengraben kommt. Die obere Grenze für die Verarmung ist durch  $V_{rev}^{max} \approx 9$  V gegeben. Danach kommt es beim Hineinverarmen in den hochdotierten Puffer zu sehr kleinen Kapazitäten bzw. zum Durchbruch. Der Bereich in Abb. 5.19 rechts der gestrichelten Linie bezeichnet die Bedingungen, unter denen der InAs-Bereich sukzessive an Ladungsträgern verarmt.



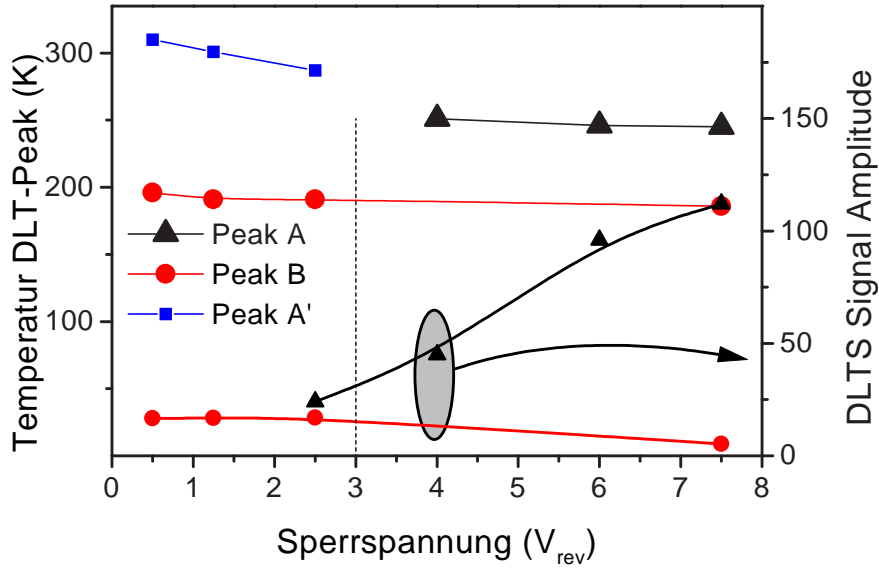


Abb. 5.19: DLT-Signalamplituden und Signale als Funktion der Sperrspannung bei konstantem Ratenfenster. Peak A tritt erst auf, wenn die Probe bis zu den InAs-Schichten verarmt ist ( $x > x_{InAs}$  = schraffierter Bereich). Peak B ist scheinbar bis zur Oberfläche präsent.

## DDLTS

Eine bessere Methode zur Ermittlung des Tiefenprofils tiefer Störstellen ist die Anfang der 80-er Jahre entwickelte Doppel- (oder differentielle) DLTS (DDLTS)<sup>251)</sup>. Sie folgt der DLTS wie in Abschnitt 1.4.4 eingeführt. Die DDLTS korreliert zwei DLTS-Messungen mit unterschiedlichen Füllpulshöhen ( $\Delta V = V_{for}^2 - V_{for}^1$ ;  $V_{for}^1 \approx 0$ ) bei gleichen Verarmungsweiten (d.h.  $V_{rev}^1 = V_{rev}^2$ ).

Die Theorie der DDLTS wird in<sup>251, 242, 249)</sup> entwickelt. Wenn beim Experiment die untersuchte Störstelle vollständig umgeladen wird ( $f(t_p) = 1$ ), so widerspiegelt das DDLT-Signal die Konzentration der Störstelle im zu  $\Delta V$  gehörenden Volumen. Ist die Umladung dagegen unvollständig, so muß man beachten, daß der Halbbesetzungspunkt keinen stationären Wert annimmt. In dem Fall kann seine Position nach<sup>242)</sup> mit

$$y_{1,2} = (\lambda_p^{t_p}) = 2 \ln((c_n n t_p) - 0.63) \quad (5.6)$$

abgeschätzt werden. Die  $y_i$  mit  $i=(1,2)$  sind die zu den Werten  $V_{for}^i$  gehörenden, Füllpulsdauer-abhängigen und auf die Debye-Länge normierten Halbbesetzungspunkte (siehe Glg. 5.3 und 5.4). Die dimensionslose Größe  $y$  ist

$$y = \frac{z}{L_D}. \quad (5.7)$$

Wir wollen annehmen, daß  $y_1 \approx y_2$  gilt, wenn wir mit der Verarmungstiefe im homogen dotierten GaAs-Bereich liegen. Dann ist nach<sup>249)</sup> die ortsabhängige Störstellenkonzentration  $N_T(z)$

$$f(t_p) N_T(y_p - \lambda_p^{t_p}) = \frac{\delta \left( \frac{\Delta C}{C_0} \right) y_d^2 \left( 1 - \frac{\lambda_p^{t_p}}{y_p} \right)^{-1}}{\frac{\Delta V}{kT} \frac{1}{N_d(y_p)}}. \quad (5.8)$$

Die Größe  $y_p$  bestimmt man aus  $\frac{y(V_{for}^1) + y(V_{for}^2)}{2}$ ; sie ist also die geometrische Mitte des

durch den Spannungshub  $\Delta V$  verarmten Volumens.  $y_d$  markiert den Rand der Verarmungszone für die freien Träger.

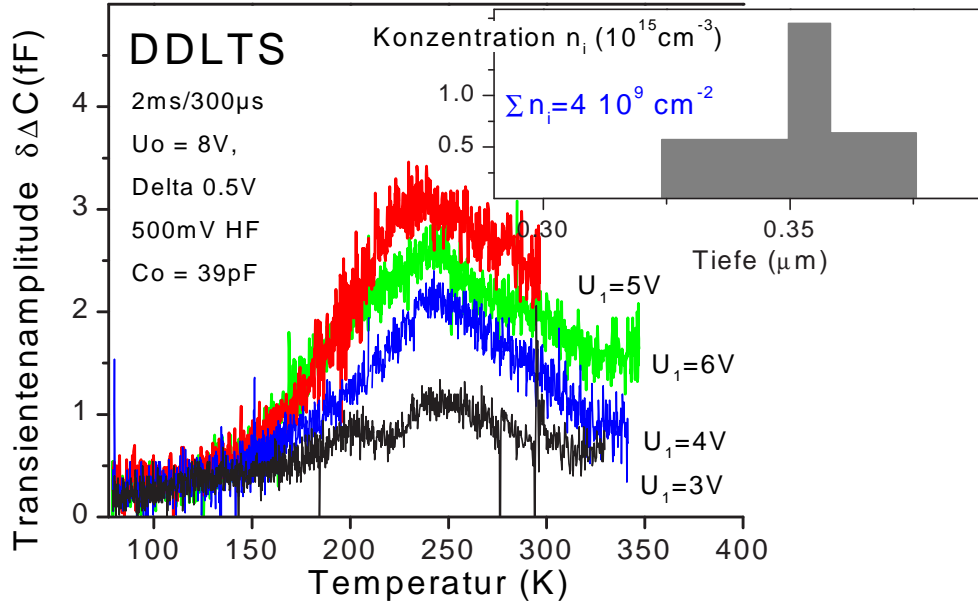


Abb. 5.20: DDLTS-Messungen am Dreifach-Dotstapel mit deutlicher Tiefenabhängigkeit. Im Bildeinsatz ist das entsprechend Glg. 5.8 berechnete Konzentrationsprofil dargestellt. Das Integral über diese Verteilung ergibt die Gesamtkonzentration der tiefen Niveaus.

In Abb. 5.20 sind die DDLTS Messungen am Dreifachstapel für ein  $\Delta V = 0.5$  V dargestellt. Die gemessenen Änderungen des DLT-Signals sind sehr klein (wenige fF), wodurch die räumliche Auflösung begrenzt bleiben muß. Es wird bereits aus den Messungen deutlich, daß für Verarmungstiefen  $z_d < z_{InAs}$  das DLT-Signal verschwindet. Der eingesetzte Bildteil zeigt das entsprechend Glg. 5.8 berechnete Konzentrationsprofil. Das Integral über diese Verteilung ergibt eine Gesamtanzahl der tiefen Niveaus von  $N_T = 4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Der mögliche Fehler ist aufgrund der gemachten Annahmen (insbesondere der eines konstanten  $N_d$ )  $\pm 4 \times 10^9$ .

In Abb. 5.21 wird das selbe Profil mit dem der freien Träger aus der C-V Messung bei tiefen Temperaturen verglichen. Die Positionierung ist in exakt derselben Probentiefe. Die Konzentration der Störstellen ist immer viel kleiner als die der freien Träger  $N_T \ll n$ , was einige der oben gemachten Annahmen rechtfertigt.

An dieser Stelle können wir also feststellen, daß wir im Quantengraben an der vertikalen Verortung der Quantenpunkte eine in der Gesamtsumme deutlich unter der Quantenpunkt-Dichte liegende Anzahl tief liegender Elektronenfallen finden. Die entsprechend der Diskussion von Seite 138 abgeschätzte Quantenpunkt-Dichte beträgt  $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , die Dichte tiefer Störstellen  $4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Darüber hinaus gibt es eine flachere Störstelle, die scheinbar ebenfalls von der Heterogrenzfläche herrührt, jedoch auch oberhalb derselben nachweisbar ist.

### Vergleich von optischem und thermischen Experiment, Nichtexponentielles Einfangverhalten

Die aus dem Arrheniusplot bestimmte Anregungsenergie  $E_{na}$  und der scheinbare Ladungsträgerquerschnitt  $\sigma_{na}$  können zwar zur Charakterisierung eines Defekts herangezo-

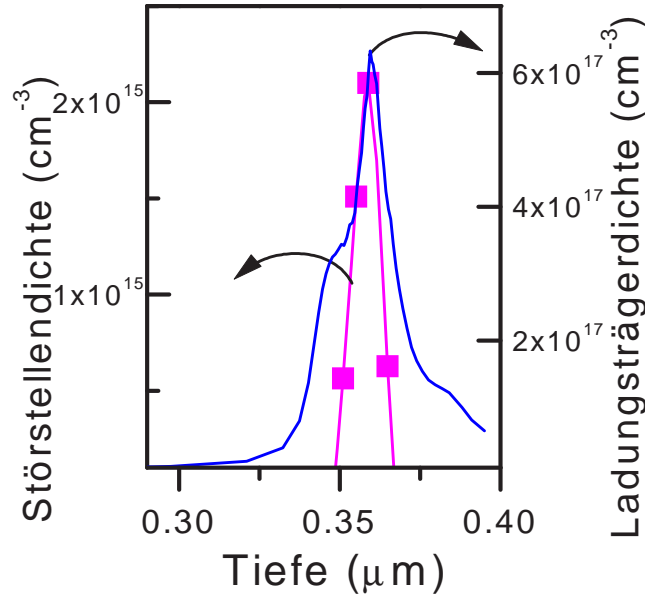


Abb. 5.21: Konzentrationsprofil tiefer Elektronen-Traps gegen die Konzentration freier Träger.

gen werden (sie bilden die sogenannte Signatur), zum Vergleich zwischen thermischem ( $E_{na}$ ) und optischem ( $E_C - E_T$ ) Experiment sind jedoch weitere Betrachtungen nötig.

Es sollen einige Überlegungen thermodynamischer Art angestellt werden. Das Bandgap ist aus thermodynamischer Perspektive die Summe der chemischen Potentiale zur Kreierung eines Elektron-Loch-Paars. Analog ist die Energie ( $E_C - E_T$ ) das chemische Potential zur Befreiung eines Elektrons unter Zurücklassung eines ionisierten Defekts und kann mit der freien Gibbs-Energie gleichgesetzt werden

$$\Delta G = E_C - E_T, \quad (5.9)$$

für die

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S \quad (5.10)$$

gilt.  $H$  ist die freie Enthalpie und  $S$  die Entropie. Die Entropie kann aus zwei Beiträgen bestehen:

- die Ankopplung des Ladungsträgers an die Schwingungsmoden des Gitters;
- der Wechsel in der elektronischen Konfiguration beim Ionisierungsprozess (Degeneration).

Die in der DLTS gemessene Energie ist die Enthalpie<sup>98)</sup>.

Zwei Darstellungen der Emissionsratengleichung 1.56 sind gleichberechtigt.

$$e_n = \sigma_n(T) < v_n(T) > N_C(T) \exp \left\{ -\frac{\Delta G(T)}{k_B T} \right\} \quad (5.11)$$

und

$$e_n = \chi_n \sigma_n(T) < v_n(T) > N_C(T) \exp \left\{ -\frac{\Delta H(T)}{k_B T} \right\}. \quad (5.12)$$

$\chi$  ist also mit den Glgn. 5.12 und 5.10 der separierte Entropieanteil. Die Enthalpie ist eine im Unterschied zur Gibbs-Energie schwach temperaturabhängige Größe.

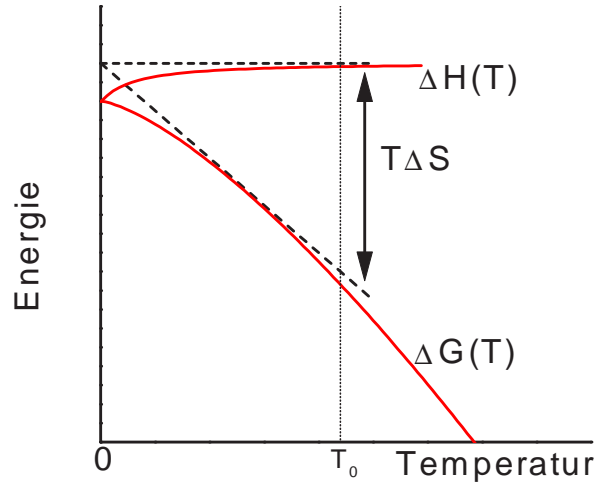


Abb. 5.22: Verhältnis von Enthalpie und Entropie einer tiefen Elektronenfalle bei einer endlichen Temperatur  $T_0$ .

In Abb. 5.22 wird dies nach<sup>98)</sup> illustriert. Bei einer endlichen Temperatur  $T_0$  ist die gemessene Größe  $\Delta H(T_0)$  und die freie Energie  $G$  wäre bei dieser Temperatur um den Entropiebeitrag  $T_0\Delta S$  verschoben. Zu sehr kleinen Temperaturen extrapoliert heißt das, daß thermisches und optisches Experiment dann übereinstimmen sollten. Vergleicht man das gemessene  $\Delta H(T_0)$  nun aber mit einem Tieftemperaturexperiment  $H(T=0)$  (wie z.B. PL), so sollen beide Werte in erster Näherung übereinstimmen. Eine bessere Näherung schließt die Temperaturabhängigkeit von  $H$  und die Änderung der Bandlücke ein. Donatorartige Störstellen wie auch die Energieniveaus quantisierter Zustände koppeln an das Leitband. Für diese beiden Fälle ist daher keine Änderung ihrer energetischen Tiefe für verschiedene Temperaturen zu erwarten. Daher ist wie in Abb. 5.22 schematisch dargestellt  $\Delta H(T_0) \approx \Delta H(0) \approx \Delta G(0)$ . Wenn die PL der quantisierten Quantenpunkt-Niveaus (Abb. 5.10) also überhaupt zur Erklärung der tiefen Elektronenfallen herangezogen werden soll, so muß die Ursache der Differenz im stark temperaturabhängigen Verhalten des Einfangquerschnitts  $\sigma_n$  gesucht werden, wie z.B. von<sup>248)</sup> für sich in Anspruch genommen, denn bestimmt man unabhängig voneinander  $e_n(T)$  und  $\sigma_n$  (letzteres gegebenenfalls temperaturabhängig), so kann man aus den Gln. 5.12, 5.11 und 5.9 auch die Tiefe der Störstelle ( $E_C - E_T$ ) bestimmen.

Zur Bestimmung der Funktion  $\sigma_n(T)$  wird man das Einfangverhalten des DLT-Signals entsprechend Gleichung 1.62 bei verschiedenen Temperaturen (also verschiedenen Ratenfenstern) studieren. Es sei

$$\eta = \frac{n_T}{N_T} \quad (5.13)$$

die Besetzungsfunktion (der Füllfaktor) mit der Anzahl  $n_T$  besetzter Störstellen von insgesamt  $N_T$  vorhandenen. Der Einfang ( $\eta$  als Funktion der Füllpulsdauer  $t_p$ ), soll nach Glg. 1.62 für isolierte Störstellen geringer Dichte exponentiell sein.

Bei der Untersuchung dieser Abhängigkeit stießen wir auf ein sehr untypisches Verhalten. Sowohl für die beobachteten A-Niveaus in der Dreifach-Dotstapel- als auch die der SHS-Probe war  $\eta(t_p)$  ausgeprägt nicht-exponentiell. Ein solches Verhalten wurde bisher für hohe Störstellendichten oder die defektgebundene Kopplung der tiefen Störstellen gefunden<sup>250, 252, 253, 254, 255, 249, 196)</sup>. Wenn tiefe Störstellen mit ihren Nachbarn über Defekte koppeln, ergibt sich typischerweise ein logarithmisches Füllverhalten mit  $\eta \sim \ln(t_p)$ <sup>255)</sup>.

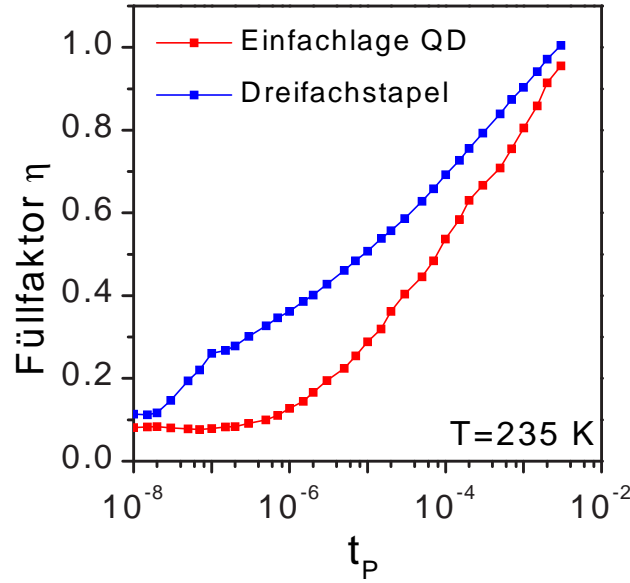


Abb. 5.23: Nichtexponentielles Füllverhalten verschiedener QD-Proben. Der Füllfaktor entspricht dem Anteil gefüllter Störstellen nach einer Füllpulsdauer  $t_p$ .

Für unsere Proben ändert sich, wie in Abb. 5.23 gezeigt, der Füllfaktor logarithmisch über 4 Zehnerpotenzen von  $t_p$ <sup>196)</sup>. Daraus läßt sich auch unmittelbar einsehen, daß ein systematisches Studium der Temperaturabhängigkeit des Einfangquerschnitts sich von selbst verbietet, da wir für andere Temperaturen an die Grenzen der technisch realisierbaren Füllpulslängen stoßen. Nichtsdestotrotz können wir aus dem Ratenzeitfenster, welches zur Beobachtung offen steht, auf eine nur geringe Temperaturabhängigkeit des Einfangquerschnitts rückschließen.

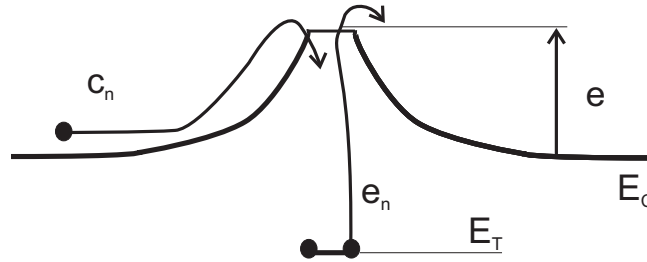


Abb. 5.24: Lokale Veränderung des Potentials durch die Ladung von gekoppelten tiefen Störstellen in der Umgebung eines Linienaggregats.

Ferenczi<sup>250, 252)</sup> entwickelte ein Modell für den Trägereinfang, bei dem sich  $n$  Störstellen auf oder nahe einer Versetzungslinie befinden. Der Besetzungszustand einer Störstelle an der  $k$ -ten Position entlang einer Linie wird durch den Besetzungszustand der restlichen  $(n-1)$  Zustände beeinflusst. In der Umgebung einer geladenen Störstelle kommt es wie in Abb. 5.24 dargestellt zu einer Veränderung der Ladungsträgerstatistik entsprechend

$$n = n_0 \exp \left( \frac{e\phi}{kT} \right). \quad (5.14)$$

Die Modifizierung des Potentials  $E_1 = e\phi$  des gesamten Linienaggregats hinge dann von

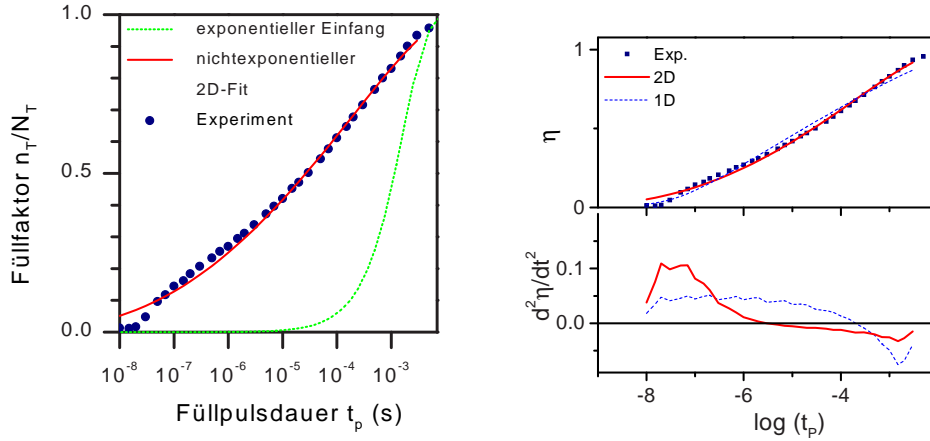


Abb. 5.25: Links) Einfangverhalten des A-Niveaus (Experiment und Anpassung) eines Dreifach-Stapel verglichen mit dem konventionellen exponentiellen Einfangs. Rechts) Vergleich der besten Anpassungen mit Glg. 5.17 und der Dimensionalität  $d=1$  und  $2$ . Aus den 2.Ableitungen wird die bessere Adäquatheit des planaren Modells deutlich.

der Besetzung linear ab. Die Störstellen mögen einen mittleren Abstand von

$$a = L/N_T \quad (5.15)$$

aufweisen, wobei  $L$  die Länge der Versetzung ist. Im allgemeinen Falle eines  $d$ -dimensionalen Aggregats von Störstellen wird die Modifikation des makroskopischen Potentials von uns formuliert als

$$e\varphi = E_1 \eta^{\frac{1}{d}}. \quad (5.16)$$

Die sich ergebende, modifizierte Ratengleichung lautet dann nach Glg. 1.62

$$\frac{d\eta}{dt_p} = \frac{1 - \eta}{\tau_1} \exp\left(\frac{-\eta^{\frac{1}{d}} E_1}{k_B T}\right). \quad (5.17)$$

Diese haben wir numerisch gelöst und die besten Fits für unsere Daten für  $d=(1,2,3)$  ermittelt.

In Abb. 5.25 wird das Ergebnis des füllpulsdauerabhängigen Einfangverhaltens für den Dreifach-Dotstapel bei  $T=245$  K dargestellt. In dem Fall können wir einen asymptotischen Sättigungswert sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Füllpulsdauern  $t_p$  beobachten, wodurch die Möglichkeit zur Anpassung gewährleistet ist. Im linken Bild ist zu erkennen, daß für sehr kleine Füllpulsdauern die experimentellen Werte noch eine andere Zeitabhängigkeit annehmen, als die durch den stetigen Verlauf über 3 Größenordnungen vorgegeben ist. Für  $t_p > 5 \times 10^{-6}$  s ist die Anpassung der experimentellen Daten mit dem Fit entsprechend Glg. 5.17 und  $d=2$  jedoch sehr gut. Im rechten Bildteil wird die Qualität der besten Fits für  $d=1$  und  $2$  verglichen. Besonders deutlich wird der qualitative Unterschied in der 2.Ableitung. Wie die experimentelle Kurve hat der Fit für ein planares (2D) Aggregat gekoppelter Zustände praktisch über den gesamten Bereich  $t_p < 0.5$  ms eine konkave Biegung.

Die numerischen Werte für die Anpassungen sind in Tab. 5.1 zu finden. Für den Dreifach-Stapel beträgt  $E_1 = 251$  meV, was eine beträchtliche Barriere ist.

Betrachtete man die tiefen Zentren als homogen verteilt, so hätten sie einen mittleren Abstand zwischen 100 und 200 nm. Es wäre unmöglich, ein repulsives Potential über



diese Distanz aufrecht zu erhalten. Dazu nötig Feldstärken lägen im Bereich der Stoßionisation. Die in Abb. 5.24 angedeutete Verteilung tiefer Zentren muß inhomogen sein, um eine Wechselwirkung benachbarter Zentren zu gewährleisten<sup>233)</sup>. Interessant ist die geringere Barriereenergie für die SHS-Probe. Wir interpretieren das als Folge einer anderen Verteilung der tiefen Störstelle bzw. eines verbesserten Abschirmeffekts durch die freien Träger in der InAs-Benetzungsschicht.

Das Zusammenspiel zwischen der Barrierehöhe und dem mittleren Abstand zweier Störstellen hängt kritisch von der Abschirmung ab. In der Literatur berichtete Liniaggregate wiesen bei ähnlichen Barrierehöhen Nächste-Nachbar Abstände  $L$  im Bereich weniger nm auf. Ohne Abschirmung jedoch ist das Potential einer geladenen Ebene gegenüber einer Ladung unendlich, weshalb für schlechte Abschirmung auch höhere  $L$  denkbar erscheinen.

### 5.4.1 Diskussion

Unsere Beobachtungen zusammengefasst ergeben ein recht geschlossenes Bild über die Art der beobachteten, tiefen Elektronenfälle. Die DDLTS Messungen geben Auskunft darüber, daß der Ursprung der A-Niveaus im Bereich der InAs/GaAs-Heterostrukturen liegt. Die TEM-Querschnittsaufnahmen zeigten keine Anzeichen für zur Oberfläche laufende Versetzungen. Ebenfalls kann die obere denkbare Dichte von  $90^\circ$ -Versetzungen auf  $10^6 \text{ cm}^{-2}$  abgeschätzt werden. Die Dimensionalität  $d=2$  des Einfangverhaltens macht also wegen der Beschränkung auf die InAs-Schichten durchaus Sinn. Auf der Suche nach möglichen Erscheinungsformen der Aggregate tiefer Störstellen, gab es für uns 3 Alternativen.

- 1 Versetzung in einem Stapel unter Abknicken der Versetzungslinie in der oberen Grenzfläche
- 2 Versetzungsschleife in den InAs-Schichten mit einem Durchmesser  $d > 150 \text{ nm}$
- 3 Aggregate von Punktdefekten durch große lokale Gitterverspannungen

Die Kopplung von Störstellen auf der Achse eines QD-Stapels entsprechend Punkt 1 erforderte eine unrealistisch hohe Liniendichte entsprechend Glg. 5.15, wenn man die Beobachtungsgrenze der TEM-Bilder betrachtet. Wir schließen sie darum aus.

Eine Versetzungsschleife (Punkt 2) stellt eine mögliche Variante dar, da die Liniendichten realistische Werte nach sich zögen, wie sich auch bei anderen Autoren finden<sup>253)</sup>. Auch wurden  $90^\circ$  Versetzungen als Resultat von Inseln überkritischer Größe (Ostwald-Reifen!) beschrieben. Chen et al.<sup>245)</sup> erklären die Entstehung dieses Versetzungstyp als Resultat des Ineinandergleitens einer  $60^\circ$ -Partial- und einer Shockleyversetzung. Durch diese Reaktion geht der vorherrschende Versetzungstyp von durchlaufenden (wie wir sie z.B. in Abb. 5.7 für den 7-fach Stapel beschrieben haben) zu planaren Versetzungen über. Sie ließe sich jedoch nicht unmittelbar mit unseren Einfangmessungen in Übereinstimmung bringen.

Aggregate von Punktdefekten (Punkt 3) sind durch bildgebende Techniken wie z.B. TEM nicht nachweisbar. Die Existenz lokaler Gitterverbiegungen, wie sie durch die partielle Gitterrelaxation einer unbedeckten InAs-Insel vorgegeben wird, legt die Möglichkeit des zusätzlichen Einbaus von Leerstellen beim pseudomorphen Überwachsen nahe. Punktdefektwolken wurden z.B. in der Umgebung von Versetzungen beschrieben<sup>253)</sup>. Sie

Probe	Bedeckung (ML)	$E_{na}$ (eV)	$\sigma_{na}$ ( $cm^2$ )	$E_1$ (meV)	$\sigma(245\text{ K})$	$\Delta G$ (eV)
Einfachschicht	1.5	0				
Einfachschicht	2.4	0.542	$8.38 \cdot 10^{-14}$	174	$1.1 \cdot 10^{-19}$	0.257
3 Schichten	3*1.8	0.400	$3.24 \cdot 10^{-15}$	251	$3.3 \cdot 10^{-17}$	0.315
7 Schichten	7*1.8	/				

Tabelle 5.1: DLT-Resultate für verschiedene Quantenpunkt-Proben. Nominelle Bedeckung,  $T^2$ -korrigierte Aktivierungsenergie des Niveaus A, der scheinbare Ladungsträgerquerschnitt, die Energiebarriere im Falle gekoppelter tiefer Zustände, der aus Glg. 5.17 bei 235 K ermittelte Ladungsträgerquerschnitt und die freie Energie bei dieser Temperatur.

können mit unseren experimentellen Beobachtungen am besten in Übereinstimmung gebracht werden. Insbesondere ist die Erklärung einer geringeren Dichte der Störstellen verglichen zur Quantenpunkt-Dichte an eine gewisse Willkür gebunden, wie sie durch die Entstehung vereinzelter überkritischer Quantenpunkte gegeben ist. Dies bedeutet aber, das die beobachteten Störstellen auch ein Maß dafür sind, wie die Größenverteilung verbreitert ist. Es wäre daher von Interesse, diese Untersuchung für geringere Dotgrößen zu wiederholen, wie sie bei niedrigen  $T_S^{\text{InAs}}$  entstehen.

## 5.4.2 Schlußfolgerungen

Um dieses Kapitel zusammenzufassen, wir haben tiefe Störstellen charakterisiert, die an das Auftreten von InAs-Quantenpunkten in GaAs gekoppelt sind. Sie setzen jedoch nicht nur deren Existenz voraus. Darüber hinaus muß eine ausreichende Verspannungsenergie durch eine große Dichte bzw. das Stapeln der Quantenpunkte aufsummiert werden. Durch C–V und DDLTS Messungen konnten wir den Ursprung des DLT-Signals als in der Heterostruktur liegend verorten. Wir schlußfolgern, daß die beobachteten Zustände keine intrinsischen Quantenniveaus sind aus der fehlenden (bzw. fehlerhaften) Korrelation von Quantenpunkt-Dichte und der Dichte der Trapzustände. Auch fehlt die Übereinstimmung von PL-Übergangsenergien und der Ionisierungsenergie der Elektronen aus den Elektronenfallen. Detaillierte TEM-Untersuchungen erlaubten uns, durchlaufende Versetzungen als Ursprung unserer tiefen Zentren auszuschließen. Das in dieser Form erstmals berichtete, nichtexponentielle Einfangverhalten schließlich läßt uns schlußfolgern, daß die beobachteten Zustände in der Ebene der Quantenpunkte Punktdefektwolken ausbilden. Diese können aus durch Größenfluktuationen des Quantenpunkt-Ensembles hervorgerufenen Quantenpunkt-Verschmelzungen herrühren. Es wurden der Beweis erbracht, daß die beobachteten Elektronenfallen nicht die intrinsischen Quantenniveaus der Quantenpunkte sind. Das Fehlen eines intrinsischen, Dot-bezogenen DLT-Signals läßt erneut die generelle Frage der Meßbarkeit von solchen Quantenniveaus mit der DLTS auftauchen.

# Kapitel 6

## Optische Untersuchungen an niederdimensionalen Heterostrukturen

### 6.1 Vorbemerkungen

Die Untersuchung von Halbleitermaterialien mit optischen Methoden ist von besonderem Nutzen, da sie nichtzerstörend und berührungslos sind und in jedem transparenten Medium angewendet werden können. So könnten sie prinzipiell gut für eine *in-situ* Kontrolle des Wachstumsprozesses herangezogen werden<sup>256)</sup>. Hinderlich ist daß man durch das Absorptionsverhalten der Fenster von Kryostaten bzw. anderer Vakuumfenster im Frequenzbereich der Messungen eingeschränkt ist. Darüber hinaus sind optische Methoden häufig nicht oberflächenempfindlich. Obgleich mit solchen Techniken wie der Reflexionsanisotropiespektroskopie (RAS)<sup>257)</sup> die Werkzeuge zur Wachstumsbeobachtung vorliegen, untersuchen wir in der vorliegenden Arbeit die optischen Eigenschaften ausschließlich *ex-situ*.

Das Sammlungsvolumen optischer Information ist groß gegen die Ausdehnung der Oberfläche. Außerdem wirkt die Oberfläche mit ihren Oberflächenzuständen (siehe Kapitel 2) oft als Zentrum der nichtstrahlenden Rekombination. Daraus rührt ein generelles Problem, Quantenpunkte oder allgemeiner Heterostrukturen in der Oberfläche mit Photoreflexion oder Photolumineszenz zu untersuchen<sup>85)</sup>. Unsere PL-Versuche an unvergrabenen Quantenpunkten erbrachten Spektren mit einem (sehr schlechten) Signal-Rausch-Verhältnis von 1.5. Auch die PR-Spektren entsprechender Proben sind stark verbreitert und können nicht direkt ausgewertet werden. Resultate, die einen indirekten Rückschluß auf die elektronische Struktur (Bandlücke, Randfeld) erlauben, wurden im Kapitel 2 herausgearbeitet<sup>115)</sup>. An dieser Stelle sollen nochmal die Ergebnisse unserer PL-Messungen an vergrabenen Quantenpunkten systematisiert und unter dem Blickwinkel des Zusammenhangs zwischen Quantenpunkt-Geometrie und elektronischer Struktur dargestellt werden.

### 6.2 Die optischen Eigenschaften der vergrabenen InAs Quantenpunkte

Das stark gestiegene Interesse an den selbstanordnenden Quantenpunkten ist v.a. durch ihr Potential für optoelektronische Bauelemente und insbesondere für wellenlängenstabi-

le Laser begründet. Im Falle des Quantenpunkt-Lasers mit monodisperser Quantenpunkt-Größenverteilung hat das laser-aktive Medium nur ein zweifach entartetes Energieniveau, was äußerst scharfe Energieübergänge ermöglicht. Die Emissionsbanden einzelner Quantenpunkte sind Bruchteile eines meV breit. Der Abstand zu den nächsten besetzbaren Zuständen ist in der Größenordnung 50 meV und damit breiter als für jeden Quantengraben-Laser. Auch andere theoretisch vorhergesagte Eigenschaften sprechen für die Überlegenheit des Quantenpunkt-Lasers über den Quantengraben-Laser. Dazu gehören der Gewinn (engl. „Yield“), das ist die Verstärkung der Lichtwelle beim Durchgang durch das Lasermedium, sowie der differentielle Gewinn, das ist die Abhängigkeit des Gewinns von der Ladungsträgerdichte. Tatsächlich realisiert werden konnten inzwischen bei Raumtemperatur funktionierende Laser, deren Schwellstromdichten sich mit denen von Quantengraben-Lasern messen können (siehe Abb. 1.14).

Für Applikationen besonders wichtige physikalische Eigenschaften sind das defektfreie Wachstum, die hohe Confinement-Energie der angeregten Elektronen-Loch-Paare, eine größere Anzahl an Auswahlregeln für phononenassistierte Prozesse (sogenannter Flaschenhals—engl. „bottle-neck“—Effekt) und die damit verbundene Verringerung nicht-strahlender Elektronen-Loch-Rekombinationsprozesse. Der erhofften, praktischen Nutzbarmachung steht jedoch auch ein intrinsisches Problem der Selbstorganisation gegenüber, eine Verteilung der geometrischen Größen innerhalb des Quantenpunktensembles. Die experimentell beobachtbaren Emissionbanden setzen sich aus den Emissionen von Milliarden unterschiedlich großer Quantenpunkte mit gering voneinander abweichenden Atomzahlen zusammen (die Quantenpunkt-Flächendichten liegen zwischen  $10^9$  und  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) und erhalten so eine Breite von kaum weniger als 20 meV, also weit weniger scharf, als die von Quantengraben-Lasern.

Die Emissionswellenlängen der QD im System InAs/GaAs lassen sich durch eine geeignete Wahl der Wachstumsbedingungen im NIR im Bereich von 1-1.3 eV einstellen<sup>258)</sup>. Die große Anzahl theoretischer und experimenteller Arbeiten<sup>258, 259, 260, 261, 262)</sup> zum Thema Photolumineszenz zeigten eine große Spannweite von Erklärungsansätzen, die sich um ein tieferes Verständnis der Korrelation struktureller und optischer Eigenschaften der Quantenpunkte bemühten. Von der theoretischen Seite spielten insbesondere die Diskussion möglicher Geometrien der QD eine Rolle, die in unterschiedlichen elektronischen Eigenschaften resultierten. Die hauptsächlich diskutierten Formen waren linsenartig gewölbte QD<sup>94)</sup>, pyramidenförmige QD mit unterschiedlicher kristallografischer Ausrichtung und folglich unterschiedlicher Facettierung<sup>150)</sup> sowie Pyramidenstümpfe. In die Berechnung der erlaubten Energieniveaus der 3-D Strukturen ging die Problematik der 2-dimensionalen Benetzungsschicht ein, die mit den Quantenpunkten elektrisch koppelt. Vorhersagen ihrer Dicke, ihrer Aufwellung im Verlaufe der Herausbildung der QD, des Massentransports beim Übergang vom 2-D zum 3-D Wachstum wurden versucht.

An größeren Quantenpunkten wurde demonstriert, daß für höhere Anregungsdichten ganze Linienserien angeregter Übergänge ( $E_i$  mit  $i=3-6$ ) beobachtet werden können (siehe Abb. 3.18<sup>94)</sup>). Durch geeignete Wahl der Wachstumsparameter, eingeschlossen einer Temperung der bereits ausgebildeten QD-Ensemble können in solchen Proben die Grundemissionswellenlängen  $E_0$  sowie die Subbandabstände gezielt beeinflußt werden<sup>260)</sup>.

Es wurde gezeigt, daß bei einer Einbettung in andere Materialien (z. B. AlAs) durch veränderte Bandanordnungen Emissionsenergien im VIS erreicht werden können<sup>263)</sup>.

Ziel vieler experimenteller optischer Untersuchungen war die Aufklärung des Zusammenhangs zwischen Wachstumsbedingungen und der Energie des optisch aktivsten Übergangs  $E_P$ . Da die MBE eine Methode ist, die Kristallwachstum weitab vom thermody-

namischen Gleichgewicht realisiert, spielen Nichtgleichgewichtsprozesse bei der Ausbildung der 2-D Schicht, der Selbstorganisation der QD und beim Überwachsen eine große Rolle und können die Varianz experimenteller Beobachtungen motivieren. Es wird jedoch auch klar, daß das oft verwendete Bild des Stranski-Krastanow-Wachstum (aus einer pseudomorph gewachsenen 2-D Schicht erheben sich bei einer definierten Dicke  $d_C$  3-D Inseln) der Komplexität des Vorgangs nicht gerecht wird. Für den Fall einfacher QD-Strukturen gibt es eine sehr schöne, systematische Untersuchung von Grassi-Alessi<sup>226)</sup>, die ich hier zu einer grundlegenden Einordnung unserer Ergebnisse verwenden möchte.

### 6.3 Experimentelle Ergebnisse

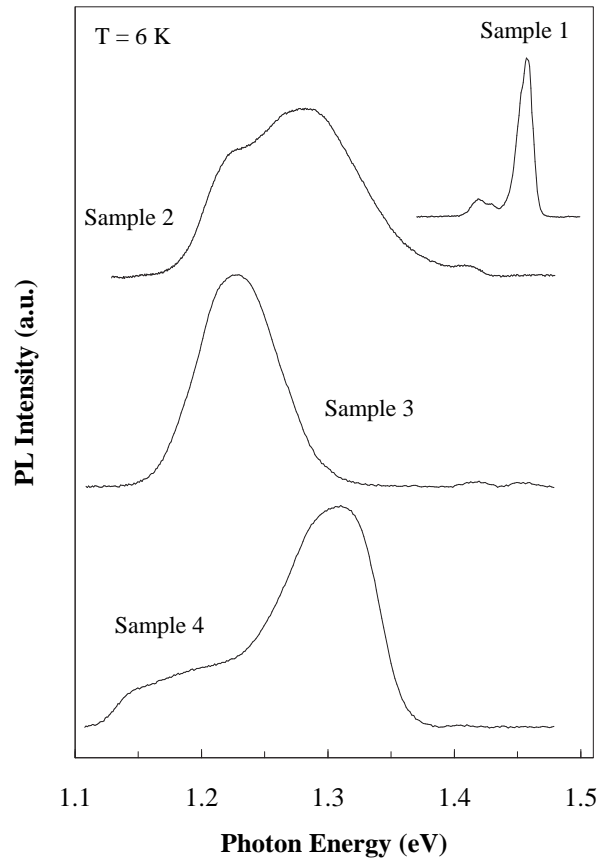


Abb. 6.1: Niedrigtemperatur-PL-Spektren bei  $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$  gewachsener, modulationsdotierter InAs/GaAs-Heterostrukturen. Die Bedeckungsdicke  $d_{\text{InAs}}$  wächst von Probe 1 zu 3 von 1 auf 2,5 ML. Probe 1 ist ein Beispiel subkritischer Bedeckung, während die Proben 2 und 3 typische Spektren beginnender Dotbildung bzw. voll ausgebildeter Dots darstellen. Probe 4 wurde bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  bei einer Bedeckung  $d_{\text{InAs}}$  von 2,5 ML hergestellt.

Unsere Untersuchungen<sup>246, 264, 265)</sup> waren so angelegt, daß Quantenpunkte bei geringen ( $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$ ) und hohen ( $T_S^{\text{InAs}} = 500^\circ\text{C}$ ) Wachstumstemperaturen verglichen werden sollten. In Abb. 6.1 sind mit den Proben 3 und 4 zwei typische PL-Spektren für eine Bedeckung von  $d_{\text{InAs}} = 2.5$  ML gut oberhalb der kritischen Schichtdicke  $d_c$  für die Wachstumstemperaturen  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ$  bzw.  $500^\circ\text{C}$  dargestellt. Während die voll ausgebildeten ‚Hochtemperaturdots‘ einen niederenergetischen Hauptpeak ( $E_P < 1.25\text{eV}$ ) zei-

gen, besteht das Spektrum der bei niedrigen Temperaturen gewachsenen Quantenpunkte aus mehreren Gaußkomponenten mit einer deutlichen Betonung des höherenergetischen Spektralbereichs ( $E_P > 1.3\text{ eV}$ ). Wir werten diese spektralen Eigenheiten als direkte Folge der Größenverteilung des QD-Ensembles. Die Signatur der Benetzungsschicht ist, typisch für Bedeckungen  $d_{\text{InAs}} > 2\text{ ML}$ , verschwindend klein.

Ebenfalls in Abb. 6.1 sind mit den Proben 1, 2 und 3 die Spektren für eine Folge von Proben gleicher Wachstumstemperatur ( $T_S^{\text{InAs}} = 505^\circ\text{ C}$ ) gegenübergestellt. Das oberste Spektrum für eine Probe mit einer Bedeckung  $d_{\text{InAs}}$  unterhalb der kritischen Schichtdicke zeigt abgesehen von einer bei  $1.49\text{ eV}$  liegenden Bande (Donator-Akzeptor Übergang im GaAs) lediglich eine Signatur der zweidimensionalen Benetzungsschicht bei  $1.43\text{ eV}$ . Diese spaltet, anders als für Quantengraben, unter einem senkrecht ausgerichteten Magnetfeld nicht auf.

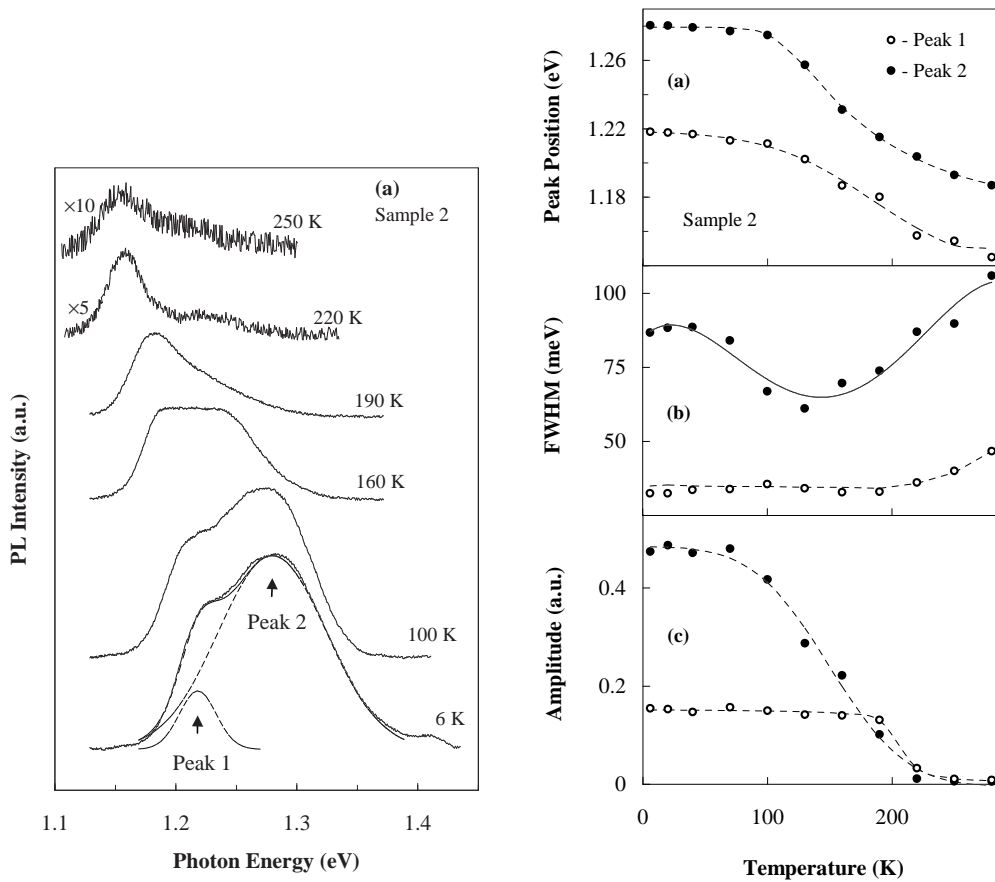


Abb. 6.2: Links) Temperaturabhängiges PL-Spektrum der Probe 2 aus Abb. 6.1. Die Emission erfolgt aus einer bimodalen Quantenpunkt-Verteilung heraus. Rechts).

Das Spektrum der Probe 3 ist für Quantenpunkte jenseits der Übergangsbereichsdicke. Es läßt sich als Resultat eines Elektronen-Loch-Übergangs in ca.  $15\text{ nm}$  großen Quantenpunkte interpretieren<sup>150</sup>), was konsistent mit TEM-Resultaten identisch hergestellter Proben ist. Für Proben in der Übergangsregion vom 2-D zum 3-D Wachstum steht das Spektrum der Probe 2 mit einer Ausprägung, die auf eine Reihe unterschiedlich entwickelter Quantenpunkt-Gruppen schließen läßt, eingeschlossen die zweidimensionale Benetzungsschicht. Die mit den Dots verbundenen Emissionsbanden lassen sich aus zwei



Gaußschen Hauptbeiträgen unterschiedlicher HWB zusammengesetzt interpretieren, was in Abb. 6.2 unten angedeutet wird.

Die PL-Spektren wurden temperatur- und magnetfeldabhängig sowie mit unterschiedlichen optischen Anregungsdichten gemessen. Die temperaturabhängigen Messungen sind in Abb. 6.2 links und die Auswertungen rechts dargestellt. Aus diesen Meßergebnissen wird deutlich, daß sich die den unterschiedlich großen Quantenpunkten zugeordneten Peaks unterschiedlich verhalten. Aus den Energieverschiebungen in a) ist ersichtlich, daß für größere Quantenpunkte ein stärker von der Bandlücke des GaAs entkoppelter Temperaturgang von  $E_P = E_0$  beobachtet wird. Bis zu Temperaturen von 100 K ist die Emissionswellenlänge konstant. In dem Maß, in dem sich der Abstand der beiden Emissionsbanden verringert, ändert sich die Besetzungszahl zugunsten des energetisch tieferen  $E_0$  (siehe Abb. 6.2 b). Bedingt dadurch verringert sich die Breite der oberen Emissionsbande. Dieser negative FWHM-Trend wird von der Temperaturverbreiterung des Bandes bei Temperaturen  $T > 200$  K wieder aufgehoben. Aus dem Amplitudenverhältnis Abb. 6.2 c) sieht man aber auch, daß das Niveau der kleineren Punkte im Gegensatz zu den großen Quantenpunkten dann kaum noch strahlende Rekombination aufweist. Es findet ein Ladungsträgertransfer in die tieferen Potentialsenken statt. In diesen ist das Exziton auch noch bei höheren Temperaturen nicht thermalisiert. Ein Teil unserer Proben weist auch bei RT noch deutliche Lumineszenz auf.

Ein qualitativ ähnliches Verhalten zur Probe 2 haben wir für Probe 4 gefunden, die bei  $T_S^{\text{InAs}} = 420^\circ\text{C}$  gewachsen wurde. Einzige weitere Besonderheit hier ist das Auftreten von mehr als 2 Emissionsbanden.

Die einzelnen Fakten der Untersuchungen an den Proben 1-4 aus Abb. 6.1 ergeben folgendes Bild für den eigentlich interessanten Bereich beginnender Dotsausbildung mit einer zunehmenden InAs-Bedeckung  $d_{\text{InAs}}$ . Im unterkritischen Bereich bei einer Bedeckung  $d_{\text{InAs}} \approx 1$  ML (repräsentiert durch Probe 1) beginnt die InAs-Schicht sich bereits aufzuwellen. Bei einer Annäherung an  $d_c \approx 1.5$  ML kommt es zu sehr vereinzelt Inselbildungen mit vertikalen Ausdehnungen über etliche Monolagen. Im Übergangsbereich (wie übrigens auch bei niedrigen Wachstumstemperaturen) ist der Informationsaustausch zwischen den einzelnen QD wegen der geringen Dichte gering (die Dichte verhundertfacht sich innerhalb einer Zehntel ML). Dadurch koexistieren QD sehr unterschiedlicher Größe. Läßt man diesen ausreichend Zeit zur Selbstorganisation (Wachstumsunterbrechung, langsame Abscheidungsrate, höhere totale Abscheidung) würden die Quantenpunkte einer Gleichgewichtsform zustreben<sup>119)</sup>, die sowohl die Abstände der nächsten Nachbarn reguliert wie auch die Größenverteilung des QD-Ensembles. Fehlt diese Zeit zur Erreichung eines Gleichgewichts, „friert“ man den Zustand des Übergangs durch ein instantanes Überwachsen mit GaAs ein, so bleibt der Nichtgleichgewichtszustand des Übergangs erhalten. Die Folge ist eine breite Größenverteilung mit unterschiedlichen Familien von Quantenpunkten. Einmal gibt es solche, die eher Aufwellungen der Benetzungsschicht ähneln (hochenergetische Bande) und andererseits solche, die bei einer großen vertikalen Ausdehnung klare Facettierungen aufweisen (niederenergetische Bande). Die Emission aus QD-Energieniveaus erfolgt infolge einer Kopplung über die Quantenpunkte unterschiedlicher Größe und die WL bevorzugt aus den größten Quantenpunkten. Die Absorption der Quantendots ist im allgemeinen gegen die Emission ins Rot verschoben<sup>266)</sup>, die sogenannte nicht-resonante Stokesverschiebung. Die Kopplung bewirkt, daß bei steigender Temperatur die integrale Lumineszenz wegen der relativ hohen Energiebarriere zunächst konstant bleibt. Dabei verliert aber die PL-Effizienz die Energieniveaus der kleinen Dots gegen die der großen. Bei vorwiegend kleinen Quantenpunkten können dagegen schon



kleine thermische Energien zu einer Verringerung der PL-Ausbeute führen, wenn die thermische Anregung über die Benetzungsschicht in die Bänder des Barrierematerials das Confinement der Elektronen-Loch-Paare aufheben hilft. Einen ebensolchen Effekt erzielt das Vorhandensein eines starken elektrischen Feldes, z.B. in Form einer Verarmungsschicht. Dann werden die Elektronen-Loch-Paare in einem modifizierten Poole-Frenkel-Effekt getrennt. Im Vergleich zum feldfreien Fall führt das Tunneln zu einem verstärkten PL-Quenching.

Für die bei niedrigen Temperaturen gewachsenen Proben ergeben sich für alle Bedeckungen geringere Emissionswellenlängen als für höhere Wachstumstemperaturen.

Wir beobachten weiterhin in keiner der untersuchten Proben angeregte Elektronenniveaus mit der Erhöhung der Anregungsleistung im Bereich zwischen  $30 \mu W/cm^2$  und  $30 mW/cm^2$ . Dies ist wieder eine Folge der recht geringen Größe unserer Quantenpunkte, bei denen die angeregten Niveaus mit denen des 2-D Quantengraben verschmelzen.

Der Einfluß von Vererbung im korrelierten Wachstumsregime wurde für die Abb. 5.10 bereits oben diskutiert. Die Emissionsenergie sinkt durch den Ladungsträgertransfer zwischen den einzelnen Dotstapeln und die Größenequilibration. Defekte, die durch die Aufsummierung der durch die Quantenpunkte eingetragenen Verspannung in Mehrfach- oder Einzelschichten entstehen, scheinen der Quantenausbeute bei tiefen Temperaturen wenig Abbruch zu tun. Auch die Energie  $E_P$  scheint nicht beeinflusst. Einzig das Signal der 2-D Schicht erlebt bei mit Versetzungen relaxierten Mehrfachschichten eine starke Verschiebung zu kleineren Energien, da sich infolge des dickeren zweidimensionalen Wachstums in den auf die versetzungskeimtragende Schicht folgenden Schichten eine andere Quantisierungsenergie ergibt.

Die Emissionsenergie ist eine Funktion der Quantenpunkt-Größe.

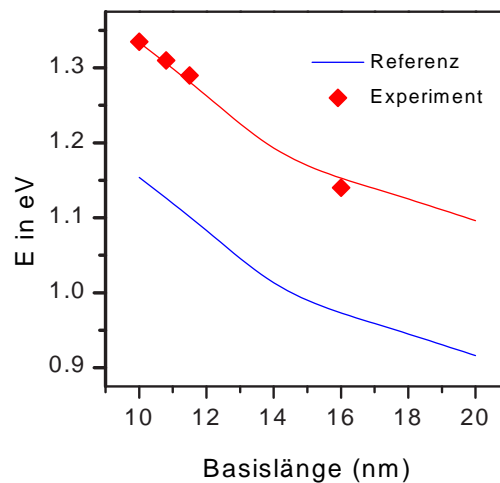


Abb. 6.3: Spektrale Position der PL-Maxima von QD-Proben als Funktion der Basislänge der Quantenpunkte. Die untere durchgezogene Linie folgt Ref.<sup>150)</sup> und wurde verschoben, um unsere Daten zu treffen.

In Abb. 6.3 finden sich die experimentellen PL-Daten einiger Quantenpunkte-enthaltenden MHS, für die die mittlere Basislänge der Quantenpunkte aus TEM-Messungen bestimmt wurde. Zum Vergleich sind die e-hh Übergänge gegeben, die für pyramidenförmige Quantenpunkte theoretisch bestimmt wurden<sup>150)</sup>. Aus der verschobenen, durchgezogenen Linie wird deutlich, daß die Proben auch dem für das 0-D Confinement vorhergesagten Verhalten gut folgen. Die Abweichung zu den Daten von Grundmann<sup>150)</sup>

erklären wir mit einer nicht notwendig pyramidenförmigen Geometrie der vorliegenden Dots.

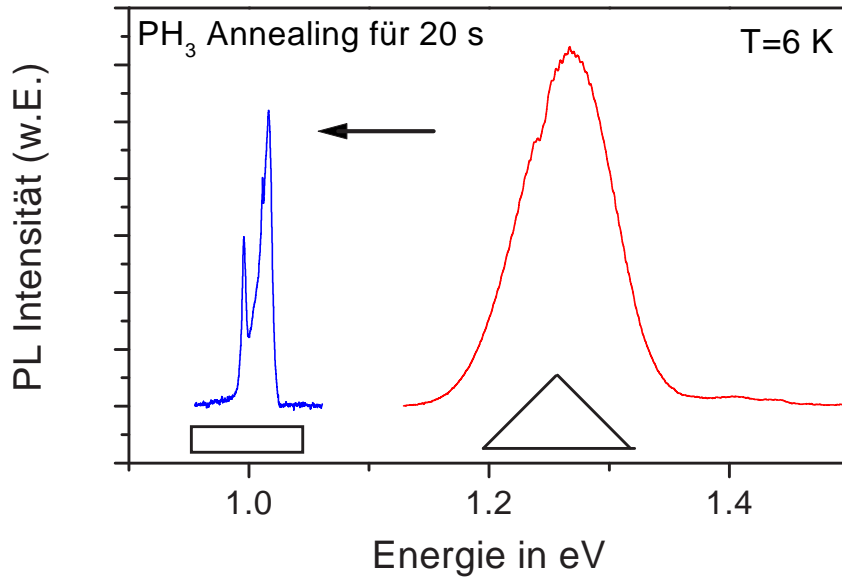


Abb. 6.4: PL-Quantenpunkt-Emission aus InAs-Quantenpunkten mit und ohne  $\text{PH}_3$ -Temperung-Schritt. Die Verschiebung der Emission folgt dem Verschwinden der Inseln.

In Abb. 6.4 wird die Wirkung einer Post-Wachstumsbehandlung der InAs-Quantenpunkte mit  $\text{PH}_3$  aufgezeigt. Die gezeigte Probe hat eine InAs-Bedeckung  $d_{\text{InAs}}$  von 2 ML. Die Quantenpunkte verändern ihre Form durch die veränderten Verspannungsbedingungen unter der  $\text{PH}_3$ -Behandlung instantan. Sie verlieren dabei ihre 0-Dimensionalität. Die verringerte Quantisierung läßt die Emissionslinie unter 1 eV rutschen, verbunden mit einer gleichzeitigen Verringerung der HWB.

## 6.4 Diskussion und Schlußfolgerungen

Eine Einordnung der von uns beobachteten Energien  $E_P$  in den durch Grassi *et al.*<sup>226)</sup> gezeichneten Rahmen ist auch im Falle der vorrangig untersuchten MQW-Strukturen möglich. Die MQW wurden mit GaAs-Spacer-Schichten weit über dem korrelierten Regime entworfen<sup>267, 57)</sup> und dürfen somit als eine Aufsummierung von Einzelstrukturen angesehen werden. Die Quantenniveaus der einzelnen Dotschichten sind entkoppelt.

Das Ziel war es, einen funktionalen Zusammenhang zwischen der äquivalenten Bedeckung mit InAs  $d_{\text{InAs}}$  und der Emissionsenergie  $E_P$  unter gegebenen Wachstumsbedingungen herauszuarbeiten. Die Energien  $E_P$  für Proben mit  $d_{\text{InAs}} > d_C$  können sich bei gleicher Bedeckungsdicke für unterschiedliche Wachstumsregimes um mehr als 200 meV unterscheiden. Die dabei veränderten Parameter waren insbesondere die Wachstumstemperatur  $T_s^{\text{InAs}}$  der InAs Schicht, die nachträgliche Beeinflussung des ausgebildeten QD-Ensembles (die Wachstumstemperatur der Bedeckungsschicht) sowie die Art der Abscheidung des InAs (kontinuierlich oder mit Pausen bei erhöhter Oberflächenmigration).

Aus meiner Sicht sind folgende, u.a. von Grassi *et al.*<sup>226)</sup> beobachtete, Trends zutreffend, die in den vorangegangenen Kapiteln 1.3, 2, 3 und 5 ähnlich herausgearbeitet wurden:

Je geringer die Wachstumstemperatur um so geringer ist die Neigung zur Ausbildung von Quantenpunkten, es entstehen leichter „Verdickungen“ der Benetzungsschicht, die über die bekannte kritische Schichtdicke hinausgehen. Die gefundenen Emissionenergien im Heterosystem InAs/GaAs liegen darum oberhalb 1.3 eV und die thermische Stabilität dieser Lumineszenzbanden ist gering. Die Facettierung dieser Inseln ist wegen der geringen vertikalen Ausdehnung gering.

Die stärksten Veränderungen der Energie  $E_P$  mit der InAs-Bedeckung ergeben sich in einem Übergangsbereich von  $d_{\text{InAs}}$ , der durch die kritische Schichtdicke nur unzureichend beschrieben wird. Hier ergibt sich ein Proportionalitätsfaktor zwischen  $E_P$  und  $d_{\text{InAs}}$  von 0.6 eV/ML, sehr groß im Vergleich mit ca. 70 meV/ML in den Proportionalitätsbereichen bei sowohl geringeren als auch höheren Bedeckungen.

Wachstumsunterbrechungen und insbesondere solche, die in der modifizierten Form der MBE mit dem alternierenden Fluß der Molekülstrahlen eingeführt werden (MEE), erhöhen die Migration von In Atomen ebenso wie ein verringerter As Partialdruck. Dadurch wird der Inselbildung Vorschub geleistet und die Energie  $E_P$  verschiebt sich kontinuierlich zu geringeren Werten.

Höhere Wachstumstemperaturen verstärken ebenfalls die Diffusivität der Oberflächenatome. Alle Atome gelangen bis zu Stufenkanten, den bevorzugten Einbauplätzen. Atome, die sich von oben einer solchen Kante nähern werden von sogenannten Schwöbelbarrieren<sup>268)</sup> an der Überwindung derselben zurückgehalten. Dadurch entstehen immer größere Inseln. Die Emissionsenergien für sehr große Inseln hat gegenüber den QD mit starker Lokalisierung (5–25 nm) immer geringere Beiträge durch Quantisierung und nähert sich dem Wert, der einzig aus den verspannungsmodifizierten Energielückenwerten abzuleiten wäre. Bei sehr hohen Temperaturen  $T_s^{\text{InAs}}$  für die In-Abscheidung ist wegen eines Haftkoeffizienten für Indium  $\eta < 1$  die tatsächliche Bedeckung geringer als die nominelle.

Höhere Wachstumstemperaturen für das Barrierematerial haben ebenfalls einen entscheidenden Einfluß auf die Dotform und die chemische Zusammensetzung. Je höher die Temperatur und je geringer der As-Partialdruck ist, desto stärker treten Durchmischungserscheinungen auf. Das heißt, daß wenigstens die Spitze der Dots nicht mehr rein binär, sondern im Beispielsystem eine  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Legierung ist. Im Barrierematerial in Wachstumsrichtung sind dann wahrscheinlich Spuren von Indium zu finden. Die dadurch veränderte strukturelle und chemische Dotumgebung läßt die freien Parameter zur Modellierung der  $E_P$ -Werte ansteigen.

Die zufällige Natur der Selbstorganisation zu überlisten und mit einer bewußten Auswahl der Wachstumsparameter die Emissionswellenlänge einzustellen, steht am Ende solcher systematischen Untersuchung.

# Anhang A

## Thesen, Aussichten

Selbstformierende Quantenpunkte entstehen beim stark gitterfehlangepaßten Kristallwachstum. Die vorliegende Arbeit umfaßt insbesondere die Aspekte, die das Selbstordnungsphänomen des Inselwachstum in seiner Bedingtheit durch Spannungszustand und chemischer Umgebung zu erfassen versuchen. Die Materialkombinationen InAs/GaAs und InAs/InP in ihrer symmetrischen respektive stark asymmetrischen Inselform werden gegenübergestellt. Die Untersuchungen an mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellten Halbleiterheterostrukturen erstreckten sich im Einzelnen auf die inselinduzierte Veränderung der Eigenschaften einer Halbleiter-Luft Grenzfläche, auf den Einfluß vergrabener Inseln auf den lateralen elektronischen Transport und die Untersuchung inselinduzierter, energetisch tiefer Zustände.

- T.1 Symmetrische Quantenpunkte, wie sie im System InAs/GaAs beobachtet werden, wurden in einem großen Bereich der Wachstumsparameter Temperatur und III/V Verhältnis mittels GS-MBE hergestellt und untersucht. Am unteren Ende der Temperaturskala (400°C) entstehen sehr kleine Quantenpunkte mit geringer Facettierungsneigung. Die Lokalisierung von Ladungsträgern in den Quantenstrukturen ist schwach ausgeprägt und die Bandlücke läßt sich befriedigend gut über die mittlere Abscheidungsdicke beschreiben. Größere Quantenpunkte entstehen bei hohen Wachstumstemperaturen und weisen eine hohe Lokalisierungsenergie mit deutlich nulldimensionalen Eigenschaften auf. Für mit GS-MBE hergestellte symmetrische Quantenpunkte wurde keine Vorzugsrichtung bezüglich nächster Nachbarn bzw. eine Inselorientierung entlang kristallografischer Kanten gefunden. Die größten Inseln verbunden mit einer deutlichen Materialdesorption beobachteten wir bei Wachstumstemperaturen von 620°C.
- T.2 Unvergrabene Quantenpunkte auf einer GaAs-(100)-Oberfläche bilden Facetten mit teilpolarem Charakter aus. Durch die As-reichen Facetten entstehen zusätzliche Oberflächenzustände in der unteren Hälfte des verbotenen Bands des GaAs. Die Anzahl dieser Zustände ist für normale Quantenpunkt-Dichten  $\rho \geq 10^{10} \text{cm}^{-2}$  mindestens der Oberflächenzustandsdichte beim Fermi-niveaupinning einer unbedeckten Oberfläche vergleichbar. Durch die Ladungsträgerumverteilung zwischen beiden Niveaus verschiebt sich das Pinning von der Bandmitte zu einem Wert 250 meV näher am Valenzband. Dies bedeutet eine stärkere Verbiegung der Bänder in Oberflächennähe bei Bedeckung einer GaAs-(100)-Oberfläche mit Quantenpunkten, ein erstmals von uns beschriebenes Phänomen. Ein technologisch interessantes, von

---

uns nicht untersuchtes Experiment wäre die Erhaltung dieser Eigenschaft bei einem Halbleiter-Metall-Luft Übergang, da dann für Quantenpunkt-bedeckte Dioden eine höhere Sperrspannung erwartet werden könnte, als für konventionelle Metall-Halbleiter-Übergänge.

- T.3 Bettet man kompressiv verspannte InAs-Quantenpunkte in eine GaAs-Matrix ein, so findet man nach ungefähr 20 Monolagen Bedeckung eine Planarisierung der aufwachsenden Schicht. Da sie in eine Benetzungsschicht integriert sind, erhält man dabei eine Quantengraben-Struktur mit den Quantenpunkten als räumlich zufällig verteilte Potentialsenken.

Plaziert man die Quantenpunkte in einen leitenden Kanal, so wirkt die InAs Benetzungsschicht schwach attraktiv und der Schwerpunkt der Elektronen-Wellenfunktion liegt über dieser Schicht. Qualitativ ähnlich zur Streuung durch Coulombkräfte der Fremdatome in  $\delta$ -dotierten Proben bewirken die Quantenpunkte eine erhöhte Streurate verglichen zum Quantenpunkt-freien Fall. Daher erhalten wir bei einer sukzessiven Erhöhung der Bedeckung des gitterfehlangepaßten Materials InAs zunächst eine verbesserte laterale Beweglichkeit im Bereich zweidimensionaler Abscheidung, einen ersten Abfall der Beweglichkeit bei beginnender Inselbildung und einen zweiten bei einsetzender Relaxation der Inseln. Leicht verständlich ist die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit. Mit abnehmender Temperatur verliert die Streuung an Phononen an Bedeutung, während die Streuung an den Quantenpunkt-Potentialen dominiert. Das Problem kann ähnlich dem der Streuung an rauen Grenzflächen beschrieben werden.

- T.4 Das kompressive, gitterfehlangepaßte GS-MBE Wachstum mit einem Unterschied von nur ca. 3% resultierte in dem untersuchten Bereich von Wachstumsparametern in der Ausbildung von sehr asymmetrischen Inseln, die wir der Anschauung und den Größenverhältnissen entsprechend Quantendrähte nennen. Wir haben in den Heterosystemen InP/InAs,  $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}/\text{InAs}$  und  $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{InAs}$  Drähte mit Ausdehnungen bis zu  $1\ \mu\text{m}$  entlang  $\langle\bar{1}10\rangle$  und Asymmetrieverhältnissen von typisch 20 gefunden.

Die Entstehung solcher Quantendrähte wurde theoretisch durch Tersoff *et al* beschrieben<sup>177</sup>). Sie haben dem Modell folgend eine von der Bedeckungsdicke kaum abhängige Breite. Experimentell finden wir einen mittleren Wert von 30 nm bei variabler Höhe.

Das hauptsächlich untersuchte Heterosystem InP/InAs weist einen Übergang im anionischen Subgitter auf. Diese Besonderheit führt bei der Abscheidung mit Molekularstrahlen zu einer über mehrere Monolagen reichende Mischphase in der Grenzschicht. Die Bevorzugung einer Kristallrichtung bei der darauffolgenden Abscheidung ist wie bei der Aufrauhung im homoepitaktischen Wachstum durch die höhere Oberflächen-Diffusivität auftreffender Atome in dieser Richtung begründet.

Die Quantendrähte koppeln elektrisch über eine zweidimensionale Benetzungsschicht untereinander. Die der geometrischen folgende elektrische Anisotropie wird maximal bei einer Bedeckung mit  $15\ \text{\AA}$  InAs. Sie ist temperaturabhängig und steigt mit fallender Temperatur. Bei 12 K wurden Anisotropieverhältnisse von 18 gefunden. Steigert man die Bedeckung über  $15\ \text{\AA}$  hinaus, so wird das Drahtsystem irregulär und relaxiert schließlich plastisch.

---

Spezifische Quantendraht-Erscheinungen sind wegen der statistischen Mittelung über das zunächst noch recht inhomogene Drahtsystem erst bei sehr kleinen Proben zu erwarten. Einzig eine Besonderheit, ein negativer Magnetowiderstand bei kleinen magnetischen Feldern, kann als Indiz für eine schwache Lokalisierung der Ladungsträger in den Quantendrähten gesehen werden. Diese nichtklassische Form des Transports, eine Selbstinterferenz der Elektronen, wird in niederdimensionalen Systemen verstärkt und bestimmt den Magnetowiderstand bis zu Feldstärken von 0.2 T. Weitere Untersuchungen sind nötig, um den Ursprung des Effekts zweifelsfrei zu klären.

- T.5 Die Lokalisierung von Elektronen über der Benetzungsschicht wurde durch Kapazitäts-Spannungsprofile nachgewiesen. Bei exakt der geometrischen Tiefe der Benetzungsschicht finden wir tiefe elektronische Zustände, die durch die Quantenpunkte induziert werden. Trotz der räumlichen Begrenzung der DLT-Signale auf die verspannten Schichten verbietet eine detaillierte Analyse eine Interpretation als intrinsische Dot-Zustände. Besonderheiten der Signale sind das Auftreten erst bei überkritischen InAs-Bedeckungen, ihre nicht zur Quantenpunkt-Dichte passende Amplitude, die fehlende Übereinstimmung zwischen optischem und elektrischem Signal sowie das nichtexponentielle Einfangverhalten.

Die gefundenen, tiefen Störstellen werden von uns als Cluster von Punktdefekten in der Umgebung einzelner, ausgewählter Quantenpunkte interpretiert. Das Laden benachbarter Störstellen mit weiteren Elektronen unterliegt dabei dem Ladungszustand der restlichen. Das beobachtete Einfangverhalten gehorcht am besten einem eindimensionalen Modell. Solche zufälligen (linearen) Cluster von Haftstellen werden durch das Auftreten von Quantenpunkten mit einer überkritischen Größe bei höheren InAs-Bedeckungen motiviert. Die Haftstellen verringern die Zahl freier Träger auch bei lateralem Transport in Quantenpunkte-enthaltenden Schichten.

Ungeklärt bleibt das Ausbleiben von Hinweisen auf intrinsische Quantenpunkt-Niveaus im thermischen Experiment. Gegebenenfalls ist die Bandanordnung im Leitband flacher, als allgemein angenommen. Kombinierte Untersuchungen an p-dotierten Proben könnten weiteren Aufschluß erbringen.

- T.6 Ein Modell zur Ausbildung eines heterogenen Quantenpunkt-Ensembles im Übergangsbereich vom zwei- zum dreidimensionalen MBE-Wachstum wurde aufgrund der Ergebnisse unserer optischen Messungen entworfen und erfolgreich mit strukturellen Untersuchungen korreliert.



# Anhang B

## Materialeigenschaften

	Dimension	GaAs	InP	InAs
Kristallsymmetrie bei 300 K		F43m	F43m	F43m
Dichte	$\text{g cm}^{-3}$	5.32	4.81	5.68
statische Dielektrizitätskonstante		12.9	12.5	15.15
HF Dielektrizitätskonstante		10.89	9.61	12.3
effektive Elektronenmasse $m_e^*$	$m_0$	0.063	0.08	0.023
effektive Löchermasse hh $m_{hh}^*$	$m_0$	0.51	0.6	0.41
effektive Löchermasse lh $m_{lh}^*$	$m_0$	0.082	0.089	0.026
Elektronenaffinität	eV	4.07	4.38	4.9
Gitterkonstante	Å	5.65325	5.8687	6.0583
Optische Phononenenergie	eV	0.035	0.043	0.03
Energielücke (300 K)	eV	1.424	1.344	0.354
Aufspaltung G- und L-Tal	eV	0.29	0.59	0.73
Aufspaltung G- und X-Tal	eV	0.48	0.85	1.02
Spin-Orbit-Splitting	eV	0.34	0.11	0.41
intrinsische Trägerkonzentration	$\text{cm}^{-3}$	$2.1 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^{15}$
effektive Leitbanddichte DOS	$\text{cm}^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{17}$	$5.7 \cdot 10^{17}$	$8.7 \cdot 10^{16}$
effektive Valenzbanddichte DOS	$\text{cm}^{-3}$	$9 \cdot 10^{18}$	$1.1 \cdot 10^{19}$	$6.6 \cdot 10^{18}$
Durchbruchfeldstärke	V/cm	$4 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^4$
Elektronenbeweglichkeit	$\text{cm}^2/\text{Vs}$	8500	5400	40000
Löcherbeweglichkeit	$\text{cm}^2/\text{Vs}$	400	200	500
Diffusionskoeffizienten der Elektronen	$\text{cm}^2/\text{s}$	200	130	1000
Diffusionskoeffizienten der Löcher	$\text{cm}^2/\text{s}$	10	5	13
thermische Geschwindigkeit Elektronen (300 K)	m/s	$4 \cdot 10^5$	$3.9 \cdot 10^5$	$7.7 \cdot 10^5$
thermische Geschwindigkeit Löcher (300 K)	m/s	$1.8 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$
thermischer Ausdehnungskoeffizient	$\text{K}^{-1}$	$5.73 \cdot 10^{-6}$	$4.6 \cdot 10^{-6}$	$4.52 \cdot 10^{-6}$
Si Donator	eV	0.006	0.0057	0.001
Si Akzeptor	eV	0.03	0.1	0.22
Be Akzeptor	eV	0.03	0.02	0.03

Tabelle B.1: Materialeigenschaften

# Anhang C

## Naturkonstanten

- Plancksches Wirkungsquantum  $h$   $6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$   
 $\hbar/(2\pi) = 1.05457 \times 10^{-34} \text{ J s}$
- Boltzmannsche Konstante  $k_B$   $1.3806 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
- Elementarladung  $e$   $1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
- Lichtgeschwindigkeit  $c$   $2.99792 \times 10^8 \text{ m/s}$
- Permeabilität des Vakuums  $\mu_0$   $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T}^2 \text{ m}^3/\text{J} = 12.566 \times 10^{-7} \text{ T}^2 \text{ m}^3/\text{J}$
- Dielektrizitätskonstante des Vakuums  $\epsilon_0$   $\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2) = 8.854 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{J m}$
- Elektronenruhemasse  $m_e$   $9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$
- Bohrsches Magneton  $\mu_B$   $\mu_B = eh/(4\pi m_e) = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T}$
- magnetisches Moment des Elektrons  $\mu_e$   $\mu_e = -\frac{1}{2}g_e\mu_B = -9.2848 \times 10^{-24} \text{ J/T}$
- Ladungs-Masse-Verhältnis des Elektrons  $e/m_e$   $1.7588 \times 10^{11} \text{ C/kg}$
- Bohrscher Radius  $a_0$   $5.29177 \times 10^{-11} \text{ m}$

# Anhang D

## Danksagung

All denen, die zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben, möchte ich hiermit herzlich danken.

An erster Stelle gebührt mein Dank Herrn Prof. Masselink, der durch seine Betreuung meiner Arbeit, inspirierende thematische Diskussion und anspornende Zielstellungen die vorliegende Arbeit ermöglichte und mir die Gelegenheit zur Präsentation meiner Ergebnisse auf internationalen wissenschaftlichen Konferenzen gab. Die untersuchten, hochverspannten Proben wären mir wohl polymorph geraten ohne seine Erfahrungen in dem faszinierenden Gebiet des Kristallwachstums. Eine ebenso wichtige Voraussetzung war mir durch die gute Zusammenarbeit mit den Kollegen im Lehrstuhl „Elektronischer Transport in Festkörpern“ gegeben, die technischer, experimenteller und argumentativer Natur war. Frau Reichmann sei für ihren Einsatz auf papierkriegerischem und finanziellem Gebiete gedankt.

Für die unkomplizierte und sehr hilfreiche Unterstützung und Umsetzung von Experimenten sei an dieser Stelle Jeffrey von der FHTW Wismar sowie Holm und Karin von der HUB gedankt. Großartigen Einsatz bewiesen Andreas vom MPI Berlin und Lutze von der MLU Halle in unseren Meßsessions in später Nacht.

Stimulierend war auch der Austausch mit den beiden Kiewer Kollegen Yuri Mazur und Grigori Tarasov, bolschoje spasibo!

Alle Wissenschaft wäre unmöglich ohne die kundige Hilfe solch findiger Mitarbeiter wie Frau Herrmann, Frau Wiebecke, Frau Körle und Frau Schäfer, denen herzlich gedankt sei. Sabine danke ich für die Hilfe beim Auswerten der Quanten-Dot-Aufnahmen.

Für den Blick über den Tellerrand durfte ich auf mancher Schulter ruhen. Danke Tom, Christian, Werner, Stefan, Arndt, Thierry, Bolle, Shahira und Fariba, die ich euch ‚belöffeln‘ durfte!

Für ihre Bereitwilligkeit zur Durchsicht dieser Arbeit möchte ich Einstein und Mr. Ofen Olaf danken.

# Anhang E

## Lebenslauf

### Carsten Walther

geboren am 31.01.1970 in Merseburg

ledig

Staatsangehörigkeit: deutsch

1976-1978	Grundschule Leuna
1978-1986	Grundschule, Oberschule Merseburg
1986-1988	Erweiterte Oberschule „Ernst Haeckel“ (Gymnasium) Merseburg, <b>Abitur 07/88</b>
11/1988-07/1989	Grundwehrdienst
09/1989-08/1991	Studium der Physik, Technische Hochschule Merseburg <b>Vordiplom 07/91</b>
09/1991-08/1993	Studium der Physik, Martin-Luther-Universität Halle
09/1993-03/1994	Studium der Physik, Lund University, Schweden
04/1994-06/1995	Studium der Physik, Martin-Luther-Universität Halle <b>Diplom 06/95</b>
07/1995-11/1999	<b>Doktorand</b> am Institut für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin

# Literaturverzeichnis

- [1] T.A. Delchar. *Vacuum Physics and Techniques*. Chapman & Hall, London, 1993.
- [2] M. A. Herman and H. Sitter. *Molecular Beam Epitaxy*. Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [3] A.D.Wieck and D. Reuter. High electron and hole mobility  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  heterostructures grown in the same standard MBE setup. In *Ext. abstracts 26th Int. Symp. on Comp. Sem.*, page LN 7, Berlin, 1999.
- [4] J. Behrend. *Untersuchung der atomaren Struktur der Oberflächen und Grenzflächen von III-V-Verbindungshalbleitern*. PhD thesis, Humboldt Universität Berlin, 1996.
- [5] L. C. Cai, H. Chen, C. L. Bao, Q. Huan, and J. M. Zhou. RHEED characterization of InAs/GaAs grown by MBE. *J. of Cryst. Growth*, 197:364–367, 1999.
- [6] B. Jonas Ohlsson and Mark S. Miller. Growth of strained GaAs islands on (001) GaP: a RHEED study of quantum wire formation. *J. of Cryst. Growth*, 188(1-4):387–391, 1998.
- [7] N.N. *Eurotherm Manual*. Academic, London, 1997.
- [8] Oliver Bierwagen and Matthias Weh. MBE Control. Programm.
- [9] J. Leem, C. Lee, S. Noh, and J. Son. RHEED oscillation studies of pseudomorphic of InGaAs strained layers on GaAs substrate. *J. of Cryst. Growth*, 197:84–88, 1999.
- [10] C. W. Snyder, J. F. Mansfield, and G. B. Orr. Kinetically controlled critical thickness for coherent islanding and thick highly strained pseudomorphic films of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  on GaAs(100). *Phys. Rev. B*, 46(15):9551–9554, 1992.
- [11] M. A. Van Hove, W. H. Weinberg, and C.-M. Chan. *Springer Series in Surface Science*. Springer Verlag, Berlin, 1986.
- [12] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee. *J. Cryst. Growth* 27, 118, 27:118, 1974.
- [13] Lin-Wang Wang, Jeongnim Kim, and Alex Zunger. Electronic structures of [110]-faceted self-assembled pyramidal InAs/GaAs quantum dots. *Phys. Rev. B*, 59(8):5678–5687, February 1999.
- [14] O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg. Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band  $k \cdot p$  theory. *Phys. Rev. B*, 59(8):5688–5701, February 1999.
- [15] T. Saito, J.N. Schulman, and Y. Arakawa. Strain-energy distribution and electronic structure of InAs pyramidal quantum dots with uncovered surfaces: Tight-binding analysis. *Phys. Rev. B*, 57(20):13016–13019, 1998.
- [16] L. Bányai and S.W. Koch. *Semiconductor quantum dots*. World Scientific Singapore, 1993.
- [17] C. Weisbuch. Fundamental properties of III-V semiconductor two-dimensional quantized structures: The basis for optical and electronical device applications. *Semiconductors and Semimetals: Vol.24*, pages 1–117. Academic Press, San Diego, 1987.
- [18] Frank Stern and W.E. Howard. Properties of semiconductor surface inversion layers in the quantum limit. *Phys. Rev.*, 163(3):816–835, November 1967.
- [19] E.F. Schubert, A. Fischer, and K.Ploog. The delta doped FET. *IEEE Trans. Elec. Dev.*, 33(5):625–633, May 1986.
- [20] G. Snider. 1D Poisson . Programm.
- [21] J.S. Blakemore. *Semiconductor Statistics*. Dover Publications, New York, 1987.
- [22] P.T. Landsberg and O. Engstrm. *Semiconductor statistics*, volume 1, pages 200–277. North-Holland, 1992.
- [23] M. Grundmann, O. Stier, and D. Bimberg. InAs/GaAs quantum pyramids: Simulation of electronic states. *Phys. Rev. B*, 52:11969, 1995.

- [24] F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao, N. Kirstaedter, A. Krost, A.O. Kosogov, P. Werner, and D. Bimberg. MOCVD grown InAs/GaAs Quantum Dot Lasers. In *Ext. abstracts of the 7th European Workshop on Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy and related Techniques (EWMOVPE VII)*, 1997.
- [25] E. Bauer. Phänomenologische Theorie der Kristallabscheidung an Oberflächen. *Z. Kristallogr.*, 110:372–431, 1958.
- [26] J. Tersoff. Self-organized epitaxial growth of low-dimensional structures. *Physica E*, 3(1-3):89–91, October 1998.
- [27] S. Guha, A. Madhukar, and K. C. Rajkumar. Onset of incoherency and defect introduction in the initial stages of molecular beam epitaxial growth of highly strained  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  on GaAs(100). *Appl. Phys. Lett.*, 57(20):2110–2112, 1990.
- [28] M. Lentzen, D. Gerthsen, A. Förster, and K. Urban. Growth mode and strain relaxation during the initial stage of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  growth on GaAs(001). *Appl. Phys. Lett.*, 60(1):74–76, 1992.
- [29] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reeves, S. P. Denbaars, and P. M. Petroff. Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces. *Appl. Phys. Lett.*, 63(23):3203–3205, 1993.
- [30] J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. André, and O. Vatel. Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 64(2):196–198, 1994.
- [31] S. Farfard, Z. Wasiliewski, J. McCaffrey, S. Raymond, and S. Charbonneau. InAs self-assembled quantum dots on InP by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 68(7):991–993, February 1999.
- [32] T.R. Ramachandran, A. Madhukar, I. Mukhametzhanov, R. Heitz, A. Kalburge, Q. Xie, and P. Chen. Nature of Stranski-Krastanow growth of InAs on GaAs(001). *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(3):1330–1333, May/Jun 1998.
- [33] M. Grundmann and D. Bimberg. Gain and Threshold of Quantum Dot Lasers: Theory and Comparison with Experiments. *Jap. J. Appl. Phys.*, 36(6B):4181, 1997.
- [34] M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, N.N. Ledentsov, C. Ribbat, D. Bimberg, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, and Zh.I. Alferov. Progress in quantum dot lasers: 1100 nm, 1300 nm, and high power applications. In *Ext. Abstracts of Int. Conf. on Solid State Devices and Materials (ssdm'99)*, Tokyo, Japan, 1999.
- [35] Kohki Mukai, Nobuyuki Ohtsuka, and Mitsuru Sugawara. High photoluminescence efficiency of InGaAs/GaAs quantum dots self-formed by atomic layer epitaxy technique. *Appl. Phys. Lett.*, 70(18):2416–2418, 1997.
- [36] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, V.I. Kopchatov, A.V. Lunev, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, and Zh.I. Alferov. Gain characteristics of quantum dot injection lasers. *Sem. Sci. Techn.*, 14(1):118–123, 1999.
- [37] R. Nötzel. Self-organized growth of quantum-dot structures. *Semicond. Sci. Technol.*, 11:1365–1379, 1996.
- [38] B.A. Joyce, T.S. Jones, and J.G. Belk. Reflection high-energy electron diffraction/scanning tunneling microscopy study of InAs growth on the three low index orientations of GaAs: Two-dimensional versus three-dimensional growth and strain relaxation. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(4):2373–2380, Jul/Aug 1998.
- [39] J.M. Garcia, G. Medeiros-Ribeiro, K. Schmidt, T. Ngo, J.L. Feng, A. Lorke, J. Kotthaus, and P. M. Petroff. Intermixing and shape changes during the formation of InAs self-assembled quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 71(14):2014–2016, 1997.
- [40] Q. Xie, P. Chen, and A. Madhukar. InAs island-induced-strain driven adatom migration during GaAs overlayer growth. *Appl. Phys. Lett.*, 65(16):2051–2053, 1994.
- [41] R. Murray. InAs/GaAs quantum dots for  $1.3\mu\text{m}$  emitters. In *Ext. abstracts 26th Int. Symp. on Comp. Sem.*, pages Th I–2, Berlin, 1999.
- [42] Q. Xie, N.P. Kobayashi, T.R. Ramachandran, A. Kalburge, P. Chen, and A. Madhukar. Strained coherent InAs quantum box islands on GaAs(100): Size equalization, vertical self-organization, and optical properties. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(3), 1996.
- [43] D. Bimberg, M. Grundmann, and N.N. Ledentsov. *Quantum dot heterostructures*. John Wiley & Sons, Chichester, 1999.
- [44] C. Walther, B. Herrmann, I. Hähnert, W. Neumann, and W.T. Masselink. Electrical transport in superlattices containing InAs quantum dots in GaAs and InP. *Superlattices and Microstructures*, 25(1/2):53–56, January 1999.
- [45] D. Leonard, K. Pond, and P.M. Petroff. Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs. *Phys. Rev. B*, 50(16):11687–11692, October 1994.
- [46] Y. Chen and J. Washburn. Structural transition in large-lattice-mismatch heteroepitaxy. *Phys. Rev. Lett.*, 77(19):4046–4049, November 1996.
- [47] Z.D. Lu, J.Z. Xu, B.Z. Zheng, Z.Y. Xu, and W.K. Ge. Effect of growth interruption on the optical properties of InAs/GaAs quantum dots. *Solid State Communications*, 109(10):649–653, 1999.



- [48] T.S. Jones, P. Steans, J.H. Neave, D. Zhi, B.A. Joyce, D. Pashley, and P. Fewster. Composition and strain relaxation in InAs/GaAs quantum dot structures. In *Ext. abstracts 26th Int. Symp. on Comp. Sem.*, pages Th A1–2, Berlin, 1999.
- [49] B.A. Joyce, D.D. Vvedensky, A.R. Avery, J.G. Belk, H.T. Dobbs, and T.S. Jones. Nucleation mechanisms during MBE growth of lattice-matched and strained III-V compound films. *Applied Surface Science*, 130-132:357–366, 1998.
- [50] M. Ilg, D. Eissler, C. Lange, and K. Ploog. Surfactant-mediated Molecular Beam Epitaxy of high-quality (111)B-GaAs. *Appl. Phys. A*, 56:397–399, 1993.
- [51] E. Tournié, N. Grandjean, A. Trampert, J. Massies, and K.H. Ploog. Surfactant-mediated MBE of III-V strained layer heterostructures. *J. of Cryst. Growth*, 150:460–466, 1995.
- [52] K. Chattopadhyay, J. Aubel, S. Sundaram, J.E. Ehret, R. Kaspi, and Keith R. Evans. Electroreflectance study of effects of indium segregation in molecular-beam-epitaxy-grown InGaAs/GaAs. *J. Appl. Phys.*, 81(8):3601–3606, 1997.
- [53] J.A. Barker and E.P. O'Reilly. The influence of inter-diffusion on electron states in quantum dots. *Physica E*, 4:231–237, 1999.
- [54] Zhao Qian, Feng Songlin, Ning Dong, Zhu Haijun, Wang Zhiming, and Deng Yuanming. Si doping effect on self-organized InAs/GaAs quantum dots. *J. of Cryst. Growth*, 200(3-4):603–607, 1999.
- [55] H. Totsuka, E. Kurtz, T. Hanada, Z. Zhu, and T. Yao. The effect of surface modification on the formation of quantum structures in highly mismatched heterostructures: InAs on GaAs(100). *Applied Surface Science*, 130-132:742–746, 1998.
- [56] S.P. Guo, A. Shen, Y. Ohno, and H. Ohno. InAs quantum dots and dashes grown on (100), (211)B, and (311)B GaAs substrates. *Physica E*, 2(1-4):672–677, 1998.
- [57] S. Rouvimov, Z. Liliental-Weber, W. Swider, J. Washburn, E.R. Weber, A. Sasaki, A. Wakahara, Y. Furukawa, T. Abe, and S. Noda. Effects of GaAs-spacer strain on vertical ordering of stacked InAs quantum dots in a GaAs matrix. *J. of Elec. Mat.*, 27(5):427–432, 1998.
- [58] G.S. Solomon, A.F. Marshall J.A. Trezza, and Jr. J.R. Harris. Structural and photoluminescence properties of growth induced InAs island columns in GaAs. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(3):2208–2211, 1996.
- [59] Yoshihiro Sugiyama, Yoshiaki Nakata, Kenichi Imamura, Shunichi Muto, and Naoki Yokoyama. Stacked InAs self-assembled quantum dots on (001) GaAs grown by molecular beam epitaxy. *Jap. J. Appl. Phys.*, 35:1320–1324, 1996.
- [60] W.Wu, J.R. Tucker, G.S. Solomon, and J.S. Harris Jr. Atom-resolved scanning tunneling microscopy of vertically ordered InAs quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 71(8):1083–1086, 1997.
- [61] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Böhrer, O. Schmidt, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A. Egorov, A. Zhukov, P.Kop'ev, S.Zaitsev, N.Gordeev, Zh.I. Alferov, A. Borovkov, A. Kosogov, S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, and J. Heydenreich. Direct formation of vertically coupled quantum dots in Stranski-Krastanow growth. *Phys. Rev. B*, 54(12):8743–8750, 1996.
- [62] J. Tersoff, C. Teichert, and M.G. Lagally. Self-organization in growth of quantum dot superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 76(10):1675–1678, 1996.
- [63] H. Kroemer. Heterostructures tomorrow: From Physics to Moore's Law. In *Ext. abstracts 26th Int. Symp. on Comp. Sem.*, page Pl I, Berlin, 1999.
- [64] R. Heitz, I. Mukhametzanov, J. Zeng, P. Chen, A. Madukhar, and D. Bimberg. Excitation transfer in novel self-organized quantum dot structures. *Superlattices and Microstructures*, 25(1/2):97–104, 1999.
- [65] H. Lipsanen, M. Sopanen, and J. Ahopelto. Fabrication and photoluminescence of quantum dots induced by strain of self organized stressors. *Solid State Electronics*, 40(1-8):601–604, 1996.
- [66] V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, R.A. Lunin, A.V. Golikov, I.G. Malkina, B.N. Zvonkov, and Yu.N. Safyanov. Peculiarities of optical and low-temperature transport properties of multi-layer InAs/GaAs structures with quantum dots. *Physica B*, 266(3):185–191, 1999.
- [67] C.A.C. Mendonca, M.A. Cotta, E.A. Meneses, and M.M.G. Carvalho. Self-assembled islands on strained systems: Control of formation, evolution, and spatial distribution. *Phys. Rev. B*, 57(19):12501–12505, 1998.
- [68] A. Konkar, R. Heitz, T.R. Ramachandran, P. Chen, and A. Madhukar. Fabrication of strained InAs island ensembles on nonplanar patterned GaAs(001) substrates. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(3):1334–1338, 1998.
- [69] S. Jeppesen, M.S. Miller, D. Hessman, B. Kowalski, I. Maximov, and Lars Samuelson. Assembling strained InAs islands on patterned substrates with chemical beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 68(16):2228–2230, 1996.
- [70] S. Anand, N. Carlsson, M-E Pistol, L. Samuelson, and W. Seifert. Deep level transient spectroscopy of InP quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 67(20):3016–3018, November 1995.

- [71] K. Tillmann, D. Gerthsen, P. Pfundstein, A. Förster, and K. Urban. Structural transformations and strain relaxation mechanisms of  $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  islands grown by molecular beam epitaxy on GaAs(001) substrates. *J. Appl. Phys.*, 78(6):3824–3832, September 1995.
- [72] S. Fréchengues, V. Drouot, B. Lambert, D. Lemoine, S. Loualiche, A. Le Corre, and H. L’Haridon. Direct correlation of structural and optical properties of InAs self-assembled dots deposited on InP(100). *Appl. Phys. Lett.*, 71(19):2818–2820, 1997.
- [73] F. Hatami, U. Müller, H. Kissel, K. Braune, R.-P. Blum, S. Rogaschewski, H. Niehus, H. Kirmse, W. Neumann, and W.T. Masselink. Planar ordering of InP quantum dots on (001) InGaP. In *Ext. abstracts 26th Int. Symp. on Comp. Sem.*, pages We P-4, Berlin, 1999.
- [74] A. Ponchet, A. Le Corre, H. L’Haridon, B. Lambert, and S. Salaün. Relationship between self-organization and size of InAs islands on InP(001) grown by gas-source molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 67(13):1850–1852, September 1995.
- [75] J. Mirecki Millunchik, R.D. Twisten, S.R. Lee, D.M. Follstaed, E.D. Jones, S.P. Ahrenkiel, Y. Zhang, H.M. Cheong, and A. Mascarenhas. Spontaneous lateral composition modulation in AlAs/InAs short period superlattices via the growth front. *J. of Electr. Mat.*, 26(9):1048–1052, 1997.
- [76] W.P. Hong, P.K. Bhattacharya, and J. Singh. Nonrandom alloying in  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{InP}$  grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 50(10):618–620, 1987.
- [77] P.F. Fewster. X-ray diffraction from multiple quantum well structures. *Philips J. Res.*, 41:268–289, 1986.
- [78] B.K. Tanner and D.K. Bowen. Stacked InAs self-assembled quantum dots on (001) GaAs grown by molecular beam epitaxy. *J. of Cryst. Growth*, 126:1–18, 1993.
- [79] S. Takagi. A dynamical theory of diffraction for a disordered crystal. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 26(5):1239–1253, May 1969.
- [80] D. Taupin. *Bull. Soc. Fr. Mineral. Crystallogr.*, 87:469, 1964.
- [81] W.J. Bartels, J. Hornstra, and D.J.W. Lobeek. X-ray diffraction of multilayers and superlattices. *Acta Cryst. A*, 42:539–545, 1986.
- [82] Sonderforschungsbereich 296. Wachstumskorrelierte Eigenschaften niederdimensionaler Halbleiterstrukturen. Technical report, DFG, [sol.physik.TU-Berlin.de/htm\\_sfb/sfb296.html](http://sol.physik.TU-Berlin.de/htm_sfb/sfb296.html), 1999.
- [83] M. Schmidbauer, Th. Wiebach, H. Raidt, M. Hanke, R. Köhler, and H. Wawra. Ordering of self-assembled  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  islands studied by grazing incidence small-angle x-ray scattering and atomic force microscopy. *Phys. Rev. B*, 58(16):10523–10531, October 1998.
- [84] P.K. Hansma, V.B. Elings, O. Marti, and C.E. Bracker. Scanning Tunneling Microscopy and Atomic Force Microscopy: Application to Biology and Technology. *Science*, 242:209–216, 1988.
- [85] I. Kamiya, I. Tanaka, and H. Sakaki. Optical properties of near surface-InAs quantum dots and their formation processes. *Physica E*, 2(1-4):637–642, 1998.
- [86] N. Carlsson, T. Junno, L. Montelius, M.-E. Pistol, L. Samuelson, and W. Seifert. Growth of self-assembled InAs and  $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$  dots on InP by metalorganic vapour phase epitaxy. *J. of Cryst. Growth*, 191(3):347–356, 1998.
- [87] G. Medeiros-Ribeiro, K.H. Schmidt, D. Leonard, Y.M. Cheng, and P. M. Petroff. Growth and capacitance spectroscopy of self-assembled quantum dots. In *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, volume 417, 1996.
- [88] H. Bethge and J. Heydenreich. *Elektronenmikroskopie in der Festkörperphysik*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1982.
- [89] H. Kirmse, R. Schneider, M. Rabe, W. Neumann, and F. Henneberger. Transmission electron microscopy investigation of structural properties of self-assembled CdSe/ZnSe quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 72(11):1329–1331, March 1998.
- [90] A. O. Kosogov, P. Werner, U. Gösele, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kopév, N. A. Bert, and Zh. I. Alferov. Structural and optical properties of inasgaas quantum dots subjected to high temperature annealing. *Appl. Phys. Lett.*, 69(20):3072–3074, November 1996.
- [91] Y. Androussi, T. Benabbas, and A. Lefebvre. Transmission electron microscopy analysis of the shape and size of semiconductor quantum dots. *Phil. Magaz. Lett.*, 79(4):201–208, 1999.
- [92] H. Kissel, U. Müller, C. Walther, W.T. Masselink, Yu. I. Mazur, G. G. Tarasov, and Z. Ya. Zhuchenko. Peculiarities of photoluminescence in pseudomorphic modulation-doped  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum wells. *Phys. Rev. B*, 58(8):4754, 1998.
- [93] M. Grundmann, N.N. Ledentsov, R. Heitz, L. Eckey, J. Christen, J. Böhrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kopév, and Zh.I. Alferov. InAs/GaAs quantum dots: Radiative recombination from zero-dimensional states. *phys. stat. sol. (b)*, 188:249, 1995.

- [94] S. Raymond, S. Farfard, P.J. Poole, A. Wojs, P. Hawrylak, C. Gould, A. Sachrjda, S. Charbonneau, D. Leonard, R. Leon, P.M. Petroff, and J.L. Merz. State-filling and magneto-photoluminescence of excited states in InGaAs/GaAs self-assembled dots. *Superlattices and Microstructures*, 21(4):541–557, 1997.
- [95] M.W. Arzberger and M. Hauser and G. Böhm and A. Zrenner and G. Abstreiter. Self-assembled InAs/GaAs quantum dots. Technical report, WSI annual report, München, 1996.
- [96] J.L. Jimenez, L.R.C. Fonseca, D.J. Brady, J.P. Leburton, D.E. Wohlert, and K.Y. Cheng. The quantum dot spectrometer. *Appl. Phys. Lett.*, 71(24):3558–3560, December 1997.
- [97] D. Aspnes. Modulation spectroscopy. In T.S. Moss, editor, *Handbook on Semiconductors*, volume 2, pages 111–150. North-Holland, 1982.
- [98] P. Blood and J. W. Orton. *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States*. Academic, London, 1992.
- [99] N. Braslau. Alloyed ohmic contacts to GaAs. *J. Vac. Sci. Technol.*, 19(3):803–807, Sept./Oct. 1981.
- [100] M.J. Kane, N. Apsley, D.A. Anderson, L.L. Taylor, and T. Kerr. Parallel Conduction in GaAs/AlGaAs modulation doped heterojunctions. *J. Phys. C*, 18:5629–5636, 1985.
- [101] H.L. Stoermer, A.C. Gossard, and W. Wiegmann. Observation of intersubband scattering in a 2-dimensional electron system. *Sol. State Electron.*, 41(10):707–709, 1982.
- [102] W.A. Beck and J.R. Anderson. Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field -dependent Hall technique. *J. Appl. Phys.*, 62(2):541–554, 1987.
- [103] J.R. Meyer, C.A. Hoffman, J. Antoszewski, and L. Faraone. Quantitative mobility spectrum analysis of multicarrier conduction in semiconductors. *J. Appl. Phys.*, 81(2):709–713, 1997.
- [104] Stephan Heide. Untersuchungen zum Magnetotransport an niederdimensionalen Systemen in Halbleitern in geneigten Magnetfeldern. Master’s thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 1992.
- [105] J.J. Harris, J.A. Pals, and R. Woltjer. Electronic transport in low dimensional structures. *Rep. Prog. Phys.*, 52:1217–1266, 1989.
- [106] G. Nachtwei, A. Weber, H. Künzel, J. Böttcher, and O. Jaschinski. Fermi surfaces of InGaAs/InAlAs superlattices with thin delta-doped barriers. *J. Appl. Phys.*, 84(1):323–328, 1998.
- [107] A.E. Stephens, D.G. Seiler, J.R. Sybert, and H.J. Mackey. Determination of the g factor from unsplit Shubnikov de Haas oscillations in n-InSb. *Phys. Rev. B*, 11(12):4999–5001, 1975.
- [108] A.E. Stephens, R.E. Miller, J.R. Sybert, and D.G. Seiler. Shubnikov-de Haas effect in n-InAs and n-GaSb. *Phys. Rev. B*, 18(8):4394–4401, 1978.
- [109] D. G. Seiler. The Shubnikov-de Haas Effect: A powerful tool for characterizing semiconductors. In *Springer Series in Solid State Science: Vol.87*, pages 578–587. Springer-Verlag Berlin, 1989.
- [110] K. Klitzing and G. Ebert. The quantum hall effect. *Physica B*, 117/118:682–687, 1983.
- [111] J. Tersoff. Schottky barriers and semiconductor band structures. *Phys. Rev. B*, 32(10):6968–6970, 1985.
- [112] L.J. Brillson, R.E. Viturro, C. Mailhot, J.L. Shaw, N. Tache, J. McCKinley, G. Margaritondo, J.M. Woodall, P.D. Kirchner, G.D. Pettit, and S.L. Wright. Unpinned Schottky barrier formation at metal-GaAs interfaces. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 6(4):1263–1269, 1988.
- [113] D.V. Lang. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors. *J. Appl. Phys.*, 45:3023–3032, 1974.
- [114] D.V. Lang. Fast capacitance transient apparatus: Application to ZnO and O centers in GaP p-n junctions. *J. Appl. Phys.*, 45:3014–3022, 1974.
- [115] C. Walther, R.P. Blum, H. Niehus, W.T. Masselink, and A. Thamm. Modification of the Fermi-level pinning of GaAs surfaces through InAs quantum dots. *Phys. Rev. B*, 60(20):R13962–R13965, November 1999.
- [116] S.L. Wright, R.F. Marks, S. Tiwari, T.N. Jackson, and H. Baratte. In situ contacts to GaAs based on InAs. *Appl. Phys. Lett.*, 49(22):1545–1547, December 1986.
- [117] T. Shitara, D. D. Vvedensky, M. R. Wilby, J. Zhang, J. H. Neave, and B. A. Joyce. Misorientation dependence of epitaxial growth on vicinal GaAs(001). *Phys. Rev. B*, 46(11):6825–6833, 1992.

- [118] T. Shitara, D. D. Vvedensky, M. R. Wilby, J. H. Neave J. Zhang, and B. A. Joyce. Step-density variations and reflection high-energy electron-diffraction intensity oscillations during epitaxial growth on vicinal GaAs(001). *Phys. Rev. B*, 46(11):6825–6833, 1992.
- [119] N. Moll, M. Scheffler, and E. Pehlke. Influence of surface stress on the equilibrium shape of strained quantum dots. *Phys. Rev. B*, 58(8):4566–4571, 1998.
- [120] C. Van Hoof, K. Deneffe, J. DeBoeck, D.J. Arent, and G. Borghs. Franz Keldysh oscillations originating from a well-controlled electric field in the GaAs depletion region. *Appl. Phys. Lett.*, 54:608–610, 1989.
- [121] W. Mönch. Springer series in surface science. In *Semiconductor surfaces and interfaces*. Springer Verlag Berlin, 1993.
- [122] C. Walther. Photoreflexionsuntersuchungen an GaInP/GaAs Heterostrukturen. Master’s thesis, Martin Luther Universität Halle, 1995.
- [123] C. Haenisch. Elektronenbeweglichkeit vom Übergang von uniformer Dotierung zu Delta-Dotierung. Master’s thesis, Humboldt Universität Berlin, 1998.
- [124] H. Schuler, N.Y. Jin-Phillipp, F. Phillipp, and K. Eberl. Size modification of self-assembled InAs quantum dots by in situ etching. *Sem. Sci. Techn.*, 13(11):1341–1345, 1998.
- [125] R. Kuzmenko. PR-Simulation. Programm.
- [126] H. Neumann and Kh. Bouamama. About the reliability of approximate methods for analysing photorefectance spectra of semiconductors. *Cryst. Res. Technol.*, 27:6, 1992.
- [127] Y. Ebiko, S. Muto, D. Suzuki, S. Itoh, K. Shiramine, T. Haga, Y. Nakata, and N. Yokoyama. Island Size Scaling in InAs/GaAs Self-Assembled Quantum Dots. *Phys. Rev. Lett.*, 80(12):2650–2653, March 1998.
- [128] J. Groenen, R. Carles, S. Christiansen, M. Albrecht, W. Dorsch, H. P. Strunk, H. Wawra, and G. Wagner. Phonons as probes in self-organized SiGe islands. *Appl. Phys. Lett.*, 71(26):3856–3858, 1997.
- [129] J. Pollmann. On the electronic structure of semiconductor surfaces, interfaces and defects at surfaces or interfaces. In *Festkörperprobleme*, volume 20, pages 117–175. Vieweg, 1980.
- [130] R.H. Williams, T.H. Shen, and S. Hooper. Dipole layers at GaAs heterojunctions and their investigation. In H.W.M Salemkink and M.D.Pashley, editors, *Semiconductor Interfaces at the Sub-Nanometer Scale*, volume 243 of *NATO ASI Series, Series E: Applied Sciences*, pages 115–120. Kluwer Academic Publishers, 1993.
- [131] C. G. Van de Walle. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory. *Phys. Rev. B*, 39(3):1871–1883, 1989.
- [132] D.E. Aspnes. Recombination at semiconductor surfaces and interfaces. *Surf. Science*, 132:406, 1983.
- [133] W. Mönch. Electronic properties and chemical interactions at III-V compound semiconductor surfaces: Germanium and Oxygen on GaAs(110) and InP(110) cleaved surfaces. *Appl. Surf. Science*, 22/23:705, 1985.
- [134] H. Löwe, P. Keppel, and D. Zach. *Halbleiterätzverfahren*. Akademie Verlag Berlin, 1990.
- [135] S. Hildebrandt, M. Murtagh, R. Kuzmenko, W. Kircher, and J. Schreiber. Analysis of synchronous phase, pump power, and pump wavelength dependent complex PR spectra from GaAs MBE structures. *phys. stat. sol. (a)*, 152(1):147–160, 1995.
- [136] P.J. Hughes and B.L. Weiss. Application of phase-sensitive photorefectance spectroscopy to a study of undoped AlGaAs/GaAs quantum well structures. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(2):632–637, Mar/Apr 1996.
- [137] S.L. Tyan, Y.C. Wang, J.S. Hwang, and H. Shen. Unambiguous photorefectance determination of electric fields using phase suppression. *Appl. Phys. Lett.*, 68(24):3452–3454, June 1996.
- [138] J.S. Hwang, W.Y. Chou, S.L. Tyan, Y.C. Wang, and H. Shen. The electric field measuring by phase selective photorefectance. In *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, volume 421, pages 275–280, 1996.
- [139] T.M. Hsu, W.-H. Chang, K.F. Tsai, J.-I. Chyi, N.T. Yeh, and T.E. Nee. Electron-filling modulation reflectance in charged self-assembled  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum dots. *Phys. Rev. B*, 60(4):R2189–R2192, 1999.
- [140] G. Sek, K. Ryczko J. Misiewicz, M. Kubisa, F. Heinrichsdorff, O. Stier, and D. Bimberg. Room temperature photorelectance of MOCVD-grown InAs/GaAs quantum dots. *Solid State Commun.*, 110(12):657–660, 1999.
- [141] F. Hoffmann and D.A. Wharam. Coulomb blockade in a parallel quantum dot geometry. In *Festkörperprobleme*, volume 35, pages 197–214. Vieweg, 1996.
- [142] N. Horiguchi, T. Futatsugi, Y. Nakata, and N. Yokoyama. Electron transport properties through InAs self-assembled quantum dots in modulation doped structures. *Appl. Phys. Lett.*, 70(17):2294–2296, December 1997.

- [143] G. Yusa and H. Sakaki. Trapping of photogenerated carriers by InAs quantum dots and persistent photoc conductivity in novel GaAs/n-AlGaAs field-effect transistor structures. *Appl. Phys. Lett.*, 70(3):345–347, January 1997.
- [144] G. Yusa and H. Sakaki. InAs quantum dot trap FETs. In *Ext. Abs. of Proc. of the 11th Int. Conf. on Superl., Microstruct. and Microdev.*, Hurgada, 1998.
- [145] D. Heinrich, M. Skalitz, J. Finley, J. Hoffmann, A. Zrenner, G. Bohm, and G. Abstreiter. Electrical detection of optically induced charge storage in self-assembled InAs quantum dots. In *Ext. Abs. of Proc. of the 41st Electronic Materials Conference*, Sta. Barbara, 1999.
- [146] T. Noda, M. R. Fahy, T. Matsusue, B.A. Joyce, and H. Sakaki. MBE growth and properties of monolayer and submonolayer InAs embedded in GaAs/AlAs quantum wells. *J. of Cryst. Growth*, 127:783–787, 1993.
- [147] E. Müller, E. Ribeiro, T. Heinzel, K. Ensslin, G. Medeiros-Ribeiro, and P. M Petroff. TEM study of InAs self-assembled quantum dots in GaAs. *Thin Solid Films*, 336(1-2):38–41, December 1998.
- [148] T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern. Electronic properties of two-dimensional systems. *Rev. Mod. Phys.*, 54(2):437–625, April 1982.
- [149] K. Matsumura, D. Inoue, H. Nakano, M. Sawada, Y. Harada, and T. Nakakado. A new HEMT structure with a quantum well formed by inserting monolayers in the crystal. In *Int. Symp. GaAs and Related Compounds*, volume 112 of *Inst. Phys. Conf. Ser.*, pages 465–470, Jersey, 1990.
- [150] M. Grundmann. Pseudomorphic InAs/GaAs quantum dots on low index planes. In *Festkörperprobleme*, volume 35, pages 123–154. Vieweg, 1995.
- [151] A. A. Darhuber, V. Holy, J. Stangl, G. Bauer, A. Krost, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, A.O. Kosogov, and P. Werner. Lateral and vertical ordering in multilayered self-organized InGaAs quantum dots studied by high resolution x-ray diffraction. *Appl. Phys. Lett.*, 70(8):955–957, February 1997.
- [152] B. Rosner. *Realstrukturuntersuchungen an stark verzerrten Superlattices mit Röntgenbeugungsmethoden*. PhD thesis, Humboldt Universität Berlin, 1991.
- [153] Bede. *Bede v.3.00 RADS for Windows*. Bede Scientific Durham, 1996.
- [154] A. Krost, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, A. Darhuber, and G. Bauer. High-resolution x-ray diffraction of self-organized InGaAs/GaAs quantum dot structures. *Appl. Phys. Lett.*, 68(6):785–788, February 1996.
- [155] A.A. Darhuber, P. Schittenhelm, V. Holy, J. Stangl, G. Bauer, and G. Abstreiter. High-resolution x-ray diffraction from multilayered self-assembled Ge dots. *Phys. Rev. B*, 55(23):15652–15663, June 1997.
- [156] Sh. Mori and T. Ando. Electronic properties of a semiconductor superlattice II. Low temperature mobility perpendicular to the superlattice. *J. Phys. Soc. Japan*, 48(3):865–873, March 1980.
- [157] C.M.A. Kapteyn and M. Lion and F. Heinrichsdorff and R. Heitz and M. Grundmann and D. Bimberg. Carrier emission processes in InAs quantum dots. In *Proc. Of MSS9, Fukuoka; Japan*, page paper 36, 1999.
- [158] B. Oelze. James 2.0. Programm.
- [159] J.J. Shen, A.S. Brown, R.A. Metzger, B. Sievers, L. Bottomley, P. Eckert, and W.B. Carter. Modification of quantum dot properties via surface exchange and annealing: Substrate temperature effects. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(3):1326–1329, May/June 1998.
- [160] B. Junno, T. Junno, M.S. Miller, and L. Samuelson. A reflection high-energy electron diffraction and atomic force microscopy study of the chemical beam epitaxial growth of InAs and InP islands on (001) GaP. *Appl. Phys. Lett.*, 72(8):954–956, February 1998.
- [161] B. Jonas Ohlsson and Mark S. Miller. Effects of In profile on material and device properties of AlGaAs/InGaAs/GaAs high electron mobility transistors. *J. Appl. Phys.*, 79(1):540–544, 1996.
- [162] R.A. Metzger. The capabilities of Indium Phosphide electronics and optics. *Comp. Sem.*, 2(2):20–24, March/April 1996.
- [163] D.I. Babic, V. Jayaraman, N.M. Margalit, K. Streubel, M.E. Heimbuch, R.P. Mirin, B.J. Thibeault, J.E. Bowers, E.L. Hu, and S. Denbaars. Long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser diodes. In *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, volume 421, pages 63–74, 1996.
- [164] B. Lambert, A. Le Corre, V. Drouot, H. L'Haridon, and S. Loualiche. High photoluminescence efficiency of InAs/InP self-assembled quantum dots emitting at 1.5  $\mu\text{m}$ . *Sem. Sci. Techn.*, 13:143–145, 1998.
- [165] M. Meyer. Trends in wafer sizes. *Comp. Sem.*, 2(2):29–34, March/April 1996.
- [166] D. Kisker. MOVPE. In D. T. J. Hurle, editor, *Handbook Of Crystal Growth*, volume 3a. Elsevier, Amsterdam, 1994.

- [167] D. Grützmacher. Growth and analysis of quantum well structures. *J. of Cryst. Growth*, 107:520–530, 1991.
- [168] J. Hergeth, D. Grützmacher, F. Reinhardt, and P. Balk. Effect of growth parameters on the interfacial structure of GaInAs / InP quantum wells. *J. of Cryst. Growth*, 107:537–542, 1991.
- [169] J. Camassel, J. P. Laurenti, S. Juillaguet, F. Reinhardt, K. Wolter, H. Kurz, and D. Grützmacher. Finite interface effects for thin GaInAs / InP quantum wells grown by LP -MOVPE with a growth interruption sequence. *J. of Cryst. Growth*, 107:543–548, 1991.
- [170] A. Ourmazd. Semiconductor interfaces: Abruptness, smoothness, and optical properties. *J. of Cryst. Growth*, 98:72–81, 1989.
- [171] E. G. Scott, M. H. Lyons, M. A. Z. Rejman-Greene, and G. J. Davies. The growth of InP/InGaAs multi-quantum well modulator arrays by Gas Source MBE. *J. of Cryst. Growth*, 105:249–253, 1990.
- [172] C. Lamberti, S. Bordiga, F. Boscherini, S. Mobilio, S. Pascarelli, L. Gastaldi, M. Madella, C. Papuzza, C. Rigo, D. Soldani, C. Ferrari, L. Lazzarini, and G. Salviati. Structural and optical investigation of  $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ /InP strained superlattices. *J. Appl. Phys.*, 83(2):1058–1077, 1998.
- [173] H. Sakaki, Y. Nakamura, M. Yamauchi, T. Someya, H. Akiyama, and D. Kishimoto. 10 nm-scale edge- and step-quantum wires and related structures: Progress in their design, epitaxial synthesis and physics. *Physica E*, 4:56–64, 1999.
- [174] M. A. Cotta, R. A. Hamm, T. W. Staley, S. N. G. Chu, L. R. Harriott, M. B. Panish, and H. Temkin. Kinetic surface roughening in molecular beam epitaxy of InP. *Phys. Rev. Lett.*, 70(26):4106–4109, June 1993.
- [175] F. Peiró, A. Cornet, J.R. Morante, M. Beck, and M.A. Py. Surface roughness in InGaAs channels of high electron mobility transistors depending on the growth temperature: Strain induced or due to alloy decomposition. *J. Appl. Phys.*, 83(12):7537–7541, June 1998.
- [176] C.A.C. Mendonca, E. Laureto, M.J.S.P. Brasil, M.A. Cotta, M.M.G. Carvalho, and E.A. Meneses. On the optical properties of InAs /InP systems: the role of two-dimensional structures and three-dimensional islands. *Appl. Phys. Lett.*, 72(9):1015–1017, March 1998.
- [177] J. Tersoff and F. K. LeGoues. Competing relaxation mechanisms in strained layers. *Phys. Rev. Lett.*, 72(22):3570–3573, 1994.
- [178] J. Tersoff and R. M. Tromp. Shape transition in growth of strained islands: Spontaneous formation of quantum wires. *Phys. Rev. Lett.*, 70(18):2782–2785, 1993.
- [179] K.M. Chen, D.E. Jesson, S.J. Pennycook, T. Thundat, and R.J. Warmack. Critical nuclei shapes in the stress-driven 2D-to-3D transition. *Phys. Rev. B*, 56(4):R1700–R1703, 1997.
- [180] D. Kandel and J.D. Weeks. Simultaneous bunching and debunching of surface steps: Theory and relation to experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 74(18):3632–3635, 1995.
- [181] F. Liu, J. Tersoff, and M.G. Lagally. Self-organization of steps in growth of strained films on vicinal substrates. *Phys. Rev. Lett.*, 80(6):1268–1271, 1998.
- [182] J. Tersoff. Surface stress and self-organization of steps. *Phys. Rev. Lett.*, 80(9):2018, 1998.
- [183] P. Krapf, Y. Robach, M. Gendry, and L. Porte. Role of the step curvature in the stabilization of coherently strained epitaxial structures. *Phys. Rev. B*, 55(16):R10229–R10232, April 1997.
- [184] M. Phaner-Goutorbe, Y. Robach, P. Kropf, A. Solere, and L. Porte. Strain effect on the growth of 3D In(Ga)As wire structures on InP(001). *Surf. Sci.*, 402-404:268–271, 1998.
- [185] S. Ishida and Y. Arakawa. Selective growth of GaAs quantum dots and vertical quantum wires in two-dimensional V-grooves. *Physica E*, 2(1-4):15–18, July 1998.
- [186] F. Vouilloz, S. Wiesendanger, B. Dwir D.Y. Oberli, F. Reinhardt, and E. Kapon. Direct observation of localized excitons in quantum wires by spatially resolved photoluminescence. *Physica E*, 2:862–866, 1998.
- [187] B. Dwir, D. Kaufman, Y. Berk, A. Rudra, A. Palevski, and E. Kapon. Electron transport in AlGaAs/GaAs V-groove quantum wires. *Physica B*, 259-261:1025–1027, 1999.
- [188] B. Wang, F. Zhao, Y. Peng, Z. Jin, Y. Li, and S. Liu. Self-organized InAs quantum dots formation by As/P exchange reaction on (001) InP substrate. *Appl. Phys. Lett.*, 72(19):2433–2435, May 1998.
- [189] C.A.C. Mendonca, M.A. Cotta, E.A. Meneses, and M.M.G. Carvalho. Self-assembled islands on strained systems: Control of formation, evolution, and spatial distribution. *Phys. Rev. B*, 57(19):12501–12505, May 1998.
- [190] S. Yoon, Y. Moon, T. Lee, E. Yoon, and Y. Kim. Effects of As/P exchange reaction on the formation of InAs /InP quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 74(14):2029–2031, 1999.



- [191] J. Brault, M. Gendry, G. Grenet, G. Hollinger, Y. Desières, and T. Benyattou. Role of buffer surface morphology and alloying effects on the properties of InAs nanostructures grown on InP(001). *Appl. Phys. Lett.* , 73(20):2932–2934, November 1998.
- [192] V.M. Ustinov, E.R. Weber, S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.F. Tsatsul'nikov, and P.S. Kop'ev. Effect of matrix on InAs self-organized quantum dots on InP substrate. *Appl. Phys. Lett.* , 72(3):362–364, 1998.
- [193] J. Groenen, A. Mlayah, R. Carles, A. Ponchet, A. Le Corre, and S. Salaün. Strain in InAs islands grown on InP(001) analyzed by Raman spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* , 69(7):943–945, August 1996.
- [194] M. Gendry, G. Grenet, Y. Robach, P. Krapf, L. Porte, and G. Hollinger. Role of surface energy and surface reconstructions on the 2D-to-3D growth-mode transition of strained  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  layers on InP(001). *Phys. Rev. B*, 56(15):9271–9274, October 1997.
- [195] H. Li, T. Daniels-Race, and Z. Wang. In-situ self-organization of two- and three-dimensional high-density InAs quantum wire arrays on (100)InP. In *Ext. Abs. of 41st Electr. Mat. Conf. Sta Barbara*, 1999.
- [196] C. Walther, J. Erxmeier, E. Schippel, L. Hoering, and W.T. Masselink. Growth and electrical characterization of self-organized InAs quantum wires on InP. In *Inst. Phys. Conf. Ser.*, volume 166, pages 195–198, 2000.
- [197] F. Liu, Z. Wang, J. Wu, B. Xu, W. Zhou, and J. Qian. Size quantization effects in InAs self-assembled islands on InP(001) at the onset of 2D-to-3D transition. *J. of Cryst. Growth*, 197(4):789–793, 1999.
- [198] C. Lamberti. Interface simulation of strained and non-abrupt III-V quantum wells. part1: band profile calculation. *Comp. Phys. Comm.*, 93:53–81, 1996.
- [199] C. Lamberti. Interface simulation of strained and non-abrupt III-V quantum wells. part 2: energy level calculation versus experimental data. *Comp. Phys. Comm.*, 93:82–119, 1996.
- [200] P. Ramvall, N. Carlsson, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, M. Stolze, and Q. Wang. Formation of interface layers in  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ /InP heterostructures: A re-evaluation using ultrathin quantum wells as a probe. *J. Appl. Phys.* , 75(3):1501–1510, 1994.
- [201] T. Anan, S. Sugou, K. Nishi, and T. Ichihashi. Improvement of InP/InGaAs heterointerfaces grown by gas source molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* , 63(8):1047–1049, August 1993.
- [202] L.G. Quagliano, B. Jusserand, F. Molloy, and D. Orani. Arsenic incorporation in InP epitaxial layers: a Raman scattering study. *Physica E*, 2:824–828, July 1998.
- [203] S. P. Watkins, X. Xu, J. Hu, R. Ares, P. Yeo, D.A. Harrison, M. L. W. Thewalt, C. R. Bolognesi, and A.J. Springthorpe. Effects of As/P exchange reaction on the formation of InAs /InP quantum dots. In *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, volume 510, pages 647–652, 1998.
- [204] R. Beaudry, S.P. Watkins, X. Xu, and P. Yeo. Photorefectance study of phosphorus passivation of GaAs (001). *J. Appl. Phys.* , 87(11):7838–7844, June 2000.
- [205] N. Kobayashi and Y. Kobayashi. As and P Desorption from III-V semiconductor surface in metalorganic chemical vapor deposition studied by surface photo-absorption. *Jap. J. Appl. Phys.* , 30(10A):L1699–L1701, 1991.
- [206] Y. Homma, H. Yamaguchi, and Y. Horikoshi. Direct comparison of GaAs surface morphology between migration enhanced epitaxy and molecular beam epitaxy using in situ scanning electron microscopy. *Appl. Phys. Lett.* , 68(1):63–65, January 1996.
- [207] H. Sakaki. Scattering suppression and high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structures. *Jap. J. Appl. Phys.* , 19(12):L735–L738, 1980.
- [208] W.J. Skocpol, L.D. Jackel, E.L. Hu, R.E. Howard, and L.A. Fetter. One-dimensional localization and interaction effects in narrow (0.1- $\mu\text{m}$ ) Silicon inversion layers. *Phys. Rev. Lett.* , 49(13):951–955, 1982.
- [209] K. Ismail, D.A. Antoniadis, and H.I. Smith. One-dimensional subbands and mobility modulation in GaAs/AlGaAs quantum wires. *Appl. Phys. Lett.* , 54(12):1130–1132, 1989.
- [210] S.J. Koester, K. Ismail, K. Y. Lee, and J.O. Chu. Weak localization in back-gated  $\text{Si/Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$  quantum-well wires fabricated by reactive ion etching. *Phys. Rev. B*, 54(15):10604–10608, 1996.
- [211] H. van Houten, B.J. van Wees, M.G.J. Heijman, and J. P. André. Submicron conducting channels defined by shallow mesa etch in GaAs-AlGaAs heterojunction. *Appl. Phys. Lett.* , 46(26):1781–1783, 1986.
- [212] T. Hiramoto, K. Hirakawa, and T. Ikoma. Fabrication of one-dimensional GaAs wires by focused ion beam implantation. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 6(3):1014–1017, May/June 1988.
- [213] T. Hiramoto, K. Hirakawa, Y. Iye, and T. Ikoma. Phase coherence length of electron waves in narrow AlGaAs/ GaAs quantum wires fabricated by focused ion beam implantation. *Appl. Phys. Lett.* , 54(21):2103–2105, 1989.



- [214] Anna Grincwajg and David K. Ferry. Magnetotransport in corrugated quantum wires. *Phys. Rev. B*, 55(12):7680–7684, 1997.
- [215] R.G. Wheeler, K.K. Choi, A. Goel, R. Wisniewski, and D.E. Prober. Localization and electron-electron interaction effects in submicron-width inversion layers. *Phys. Rev. Lett.*, 49(22):1674–1677, 1982.
- [216] H.Z. Zheng, H.P. Wie, D. C. Tsui, and G. Weimann. Gate-controlled transport in narrow GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures. *Phys. Rev. B*, 34(8):5635–5638, 1986.
- [217] K.J. Friedland, H.-P. Schönherr, R. Nötzel, and K. H. Ploog. Selective control of electrons in quantum wires formed by highly uniform multiatomic step arrays on GaAs(311) substrates. *Phys. Rev. Lett.*, 83(1):156–159, 1999.
- [218] M. Akabori, K. Yamatani, Motohisa J, and T. Fukui. Transport through quasi 1DEG channels having periodic potential modulation induced by self-organized GaAs multiatomic steps. *Proc. 26th Int. Conf. Comp. Sem.*, 1999.
- [219] P.A. Lee and T.V. Ramakrishnan. Disordered electronic systems. *Rev. Mod. Phys.*, 57(2):287–337, 1985.
- [220] T. Schweizer, K. Köhler, W. Rothmund, and P. Ganser. Highly anisotropic electron mobilities of GaAs/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As inverted high electron mobility transistor structures. *Appl. Phys. Lett.*, 59(21):2736–2738, 1991.
- [221] P. Ramvall, N. Carlsson, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, M. Stolze, and Q. Wang. Ga<sub>0.25</sub>In<sub>0.75</sub>As/InP quantum wells with extremely high and anisotropic two-dimensional electron gas mobilities. *Appl. Phys. Lett.*, 68(8):1111–1113, 1996.
- [222] R.G. van Veen, A.H. Verbruggen, E. van der Drift, F. Schäffler, and S. Radelaar. Experimental study on magnetoresistance phenomena in n-type Si/SiGe quantum wires. *Sem. Sci. Techn.*, 14:508–516, 1999.
- [223] G. M. Gusev, P. Basmaji, Z.D. Kvon, L.V. Litvin, Yu.V. Nastaushchev, and A.I. Toporov. Negative magnetoresistance and anomalous diffusion of two-dimensional electrons in a disordered array of antidots. *Surf. Sci.*, 305:443–447, 1994.
- [224] T. Hassenkam, S. Pedersen, K. Baklanov, A. Kristensen, C.B. Sorensen, P.E. Lindelof, F.G. Pikus, and G.E. Pikus. Spin splitting and weak localization in (110)GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 55(15):9298–9301, 1997.
- [225] H. VanHouten, C.W.J. Beenakker, B.J. VanWees, and J.E. Mooij. Boundary scattering modified one-dimensional weak localization in submicron GaAs/AlGaAs heterostructures. *Surf. Sci.*, 196:144–149, 1988.
- [226] M. Grassi Alessi, M. Capizzi, A.S. Bhatti, A. Frova, F. Martelli, P. Frigeri, A. Bosacchi, and S. Franchi. Optical properties of InAs quantum dots: Common trends. *Phys. Rev. B*, 59(11):7620–7624, 1999.
- [227] K.H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, M. Oestreich, P.M. Petroff, and G.H. Döhler. Carrier relaxation and electronic structure in InAs self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B*, 54(16):11346–11353, 1996.
- [228] G. Medeiros-Ribeiro, F.G. Pikus, P.M. Petroff, and A.L. Efros. Single-electron charging and Coulomb interaction in InAs self-assembled quantum dot arrays. *Phys. Rev. B*, 55(3):1568–1573, 1997.
- [229] K. H. Schmidt, U. Kunze, G. Medeiros-Ribeiro, J.M. Garcia, P. Wellmann, and P. M. Petroff. Field dependent carrier dynamics and charged excitons in InAs self-assembled quantum dots. *Physica E*, 2(1-4):627–631, July 1998.
- [230] S. Anand, N. Carlsson, M.-E. Pistol, L. Samuelson, and W. Seifert. Deep level transient spectroscopy of InP quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 67:3016–3018, 1995.
- [231] C.M.A. Kapteyn, F. Heinrichsdorff, O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg. Electron emission from InAs quantum dots. In *Proc. 24th International Conference on The Physics of Semiconductors, Jerusalem, World Scientific Singapore*, pages 1–4, 1998.
- [232] P. Kripsin, J.-L. Lazzari, and H. Kostial. Deep and shallow electronic states at ultrathin InAs insertions in GaAs investigated by capacitance spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 84:6135–6140, 1998.
- [233] C. Walther, J. Bollmann, H. Kissel, H. Kirmse, W. Neumann, and W.T. Masselink. Nonexponential capturing behavior of carriers in samples with embedded InAs quantum dots. *Physica E*, 273-274:971–975, 1999.
- [234] H. Kroemer, Wu-Yi Chien, J. S. Harris, Jr., and D. D. Edwall. Measurement of isotype heterojunction barriers by CV profiling. *Appl. Phys. Lett.*, 36:295–297, 1980.
- [235] N. Debbar and P. Bhattacharya. Carrier dynamics in quantum wells behaving as giant traps. *J. Appl. Phys.*, 62:3845–3847, 1987.
- [236] X. Letartre, D. Stiévenard, and E. Barbier. Analytical calculation of the capacitance associated with a single quantum well located in a junction. *J. Appl. Phys.*, 69:7912–7914, 1991.
- [237] J. B. Wang, F. Lu, S. K. Zhang, B. Zhang, D. W. Gong, H. H. Sun, and Xun Wang. Analysis of capacitance-voltage characteristics of Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 54:7979–7986, 1996.

- [238] S. Anand, N. Carlsson, M.-E. Pistol, L. Samuelson, and W. Seifert. Electrical characterization of InP/GaInP quantum dots by space charge spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 84:3747–3755, 1998.
- [239] L. Lu, Y. Wang, W. Ge, G. Yang, and Z. Wang. Conduction-band offset in a pseudomorphic GaAs/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As quantum well determined by capacitance-voltage profiling and deep-level transient spectroscopy techniques. *J. Appl. Phys.*, 83:2093–2097, 1998.
- [240] C. R. Moon, Byung-Doo Choe, S. D. Kwon, and H. Lim. Spatial resolution of capacitance-voltage profiles in quantum well structures. *Appl. Phys. Lett.*, 72:1196–1198, 1998.
- [241] J. Arias, I. Esquivias, J.D. Ralston, E. C. Larkins, S. Weisser, J. Rosenzweig, A. Schönfelder, and M. Maier. Carrier profile for In<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As/GaAs multi quantum well lasers from capacitance voltage measurements. *Phys. Rev. Lett.*, 75:2542–2545, 1995.
- [242] K. Maass and K. Irmscher and H. Klose. On the determination of deep level concentration profiles by DLTS measurements. *phys. stat. sol. a*, 91:667–675, 1985.
- [243] P.A. Martin, K. Meehan, P. Gavrilovic, K. Hess, N. Holonyak, and J.J. Coleman. Transient capacitance spectroscopy on large quantum well heterostructures. *J. Appl. Phys.*, 54:4689–4691, 1983.
- [244] K.L. Jiao and W. A. Anderson. Trap behaviour in nonintentionally doped AlGaAs/GaAs single quantum well structures. *J. Appl. Phys.*, 73:271–276, 1993.
- [245] Y. Chen, X.W. Lin, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, J.F. Klem, and J.Y.Tsao. Dislocation formation mechanism in strained In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As islands grown on GaAs(001) substrates. *Appl. Phys. Lett.*, 68:111–113, 1996.
- [246] H. Kissel, U. Müller, C. Walther, W.T. Masselink, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, and M.P. Lisitsa. Size distribution in self-assembled InAs quantum dots on (001) GaAs for intermediate InAs coverage. *Phys. Rev. B*, 62(11):7213–7218, 2000.
- [247] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [248] F. Chen, S. L. Feng, Q. Zhao, Z. M. Wang, X. Z. Yang, and L. S. Wen. Electronic investigation of self-organized InAs quantum dots. *Phys. Low-Dim. Struct.*, 11/12:179–186, 1997.
- [249] J. Bollmann. *Zum Einfluß oberflächennaher Defektverteilungen auf die elektrischen Eigenschaften ionenimplantierter Metall-Halbleiter-Übergänge*. PhD thesis, Humboldt-Universität, 1988.
- [250] G. Ferenczi. Properties of an extended defect in GaAs<sub>0.62</sub>P<sub>0.38</sub>. *Lecture Notes in Physics*, 122:116–122, 1980.
- [251] H. Lefèvre and M. Schulz. Double correlation technique (DDLTS) for the analysis of deep level profiles in semiconductors. *Appl. Phys.*, 12:45–53, 1977.
- [252] G. Ferenczi and L. Dosza. Extended Defects in III-V Semiconductor Compounds. *Cryst. Res. Techn.*, 16(2):203–208, 1981.
- [253] V.V. Kveder, Yu.A. Osipyan, W. Schröter, and G. Zoth. On the energy spectrum of dislocations in Silicon. *phys. stat. sol. A*, 72:701–713, 1982.
- [254] K. Zdánkský and N. T. Thuc Hien. Analysis of DLTS curves of aggregated deep level impurities. *phys. stat. sol. A*, 85:219–226, 1984.
- [255] P. Omling, E.R. Weber, L. Montelius, H. Alexander, and J. Michel. Electrical properties of dislocations and point defects in plastically deformed silicon. *Phys. Rev. B*, 32:6571–6581, 1985.
- [256] D.E. Aspnes and N. Dietz. Optical approaches for controlling epitaxial growth. *Appl. Surf. Sci.*, 130-132:367–376, 1998.
- [257] D.I. Westwood, Z. Sobiesierski, C.C. Matthai, E. Steimetz, T. Zettler, and W. Richter. Processes of quantum dot formation in the InAs on GaAs(001) system: A reflectance anisotropy spectroscopy study. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(4):2358–2366, July 1998.
- [258] K.W. Berryman, S.A. Lyon, and Mordechai Segev. Electronic structure and optical behavior of self-assembled InAs quantum dots. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15(4):1045–1049, July 1997.
- [259] L. Brusaferrì, S. Sanguinetti, E. Grilli, M. Guzzi, A. Bignazzi, F. Bogani, L. Carraresi, M. Colocci, A. Bosacchi, P. Frigeri, and S. Franchi. Thermally activated carrier transfer and luminescence line shape in self-organized InAs quantum dots. *Appl. Phys. Lett.*, 69(22):3354–3356, 1996.
- [260] S. Farfard, Z.R. Wasiliewski, C.N. Allen, D. Picard, P.G. Piva, and J.P. McCaffrey. Self-assembled quantum dots: five years later. *Superlattices and Microstructures*, 25(1/2):87–96, 1999.
- [261] Marius Grundmann. The present status of quantum dot lasers. *Physica E*, 5:167–184, 2000.

- [262] A. Patane, A. Polimeni, L. Eaves, M. Henini, P. C. Main, P.M. Smowton, E.J. Johnston, P.J. Hulyer, E. Herrmann, G. M. Lewis, and G. Hill. Experimental studies of the multimode spectral emission in quantum dot lasers. *J. Appl. Phys.*, 87(4):1943–1946, February 2000.
- [263] U.H. Lee, D. Lee, H.G. Lee, S.K. Noh, J.Y. Leem, and H.J. Lee. Visible photoluminescence from self-assembled InAs quantum dots embedded in AlAs cladding layers. *Appl. Phys. Lett.*, 74(11):1597–1599, 1999.
- [264] W.T. Masselink, H. Kissel, U. Müller, C. Walther, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, M.P. Lisitsa, S.R. Lavioric, and Z.Ya. Zhuchenko. InAs quantum dots embedded into anti-modulation-doped GaAs superlattice structures. *Semicond. Phys., Quantum Electron. Optoelectron.*, 3(2):121–125, 2000.
- [265] G.G. Tarasov, Yu.I. Mazur, Z.Ya. Zhuchenko, J.W. Tomm, A. Maassdorf, D. Nickel, H. Kissel, C. Walther, and W.T. Masselink. Carrier transfer in self-assembled coupled InAs/GaAs quantum dots. *J. Appl. Phys.*, 88:7162–7170, 2000.
- [266] H. Fu and A. Zunger. InP quantum dots: Electronic structure, surface effects, and the redshifted emission. *Phys. Rev. B*, 56(3):1496–1508, 1997.
- [267] Q. Xie, P. Chen, and A. Madhukar. InAs island quantum box formation and vertical selforganization on GaAs (100) via Molecular Beam Epitaxy. *Proc. Mat. Res. Soc.*, 379:177–183, 1995.
- [268] K. Thürmer, R. Koch, M. Weber, and K.H. Rieder. Dynamic evolution of pyramid structures during growth of epitaxial Fe(001) films. *Phys. Rev. L*, 75(9):1767–1770, 1995.

# Index

- Ätzen von GaAs, 68
- AFM, 55
  - an Quantendrähten, 116
- ALE, 7
- Atomaustauschprozesse, 112
- BEEM, 130
- Beweglichkeit
  - GMR-, 92
- Bohrradius, 13
- Bragg-Winkel, 25
- Confinement, 11, 78, 123
  - starkes, 18
- confinement, 132
- Coulombstreuung, 122
- CV, 133
- Dekomposition
  - spinoidale, 17
- Dispersion
  - parabolische, 14
- DLTS, 47, 143
  - differentielle, 148
- Doppel-DLTS, 148
- DOS, 14
- Driftbeweglichkeit, 36
- Durchflußmengenregelung, 100
- Durchmischung, 21, 100
- Durchmischungserscheinungen, 163
- DX-Zentren, 135
- Effektivmassenbestimmung, 39
- Einfangquerschnitt, 44, 151
- Entartung, 15
- Entmischung
  - spontane, 24
- Fehlanpassung, 9
- Fehlerursachen, 6, 41, 82
- Feldstärke
  - kritische magnetische, 120
- Fermi-niveaupinning, 57, 65
- FK-Effekt, 58
- Formiergas, 36
- Geschwindigkeit
  - thermische, 44
- Gleichgewicht
  - detailliertes, 44
- Grenzflächenrauhigkeitsstreuung, 90
- Größenverteilung
  - bimodale, 51
- Halbbesetzungspunkt, 134
- Hallbeweglichkeit, 36, 90, 95, 123, 128
- HBT, 99
- HEMT, 4, 99
- hilfreich in der Sache, 23
- I-U-Kennlinie, 141
- in-situ, 1
- Ionizität, 68
- IRS, 90
- Kosinusnäherung, 58
- Laser, 157
- Leerstellen, 154
- Leitfähigkeitssoszillationen, 120
- Lokalisierung, 124
- Masse
  - induzierte, 59
  - reduzierte, 13
- Matthews-Blakeley, 10
- MBE, 1
  - Probendesign, 55, 77, 107
- MEE, 7, 114, 163
- Memory-Effekt, 100
- MODFET, 15, 37
- Modulationszeitkonstante, 73
- MOVPE, 18
- MQW, 26

Ostwaldreifen, 74  
 Pendellösungen, 109, 140  
 phasengekoppelte Epitaxie, 7  
 PHEMT, 33  
 Phosphin-Annealing, 97  
 Photoreflexion, 156  
 Piezoeffekt, 131  
 PL, 32  
 Poissonsgleichung, 42, 65, 86, 132  
 Poole-Frenkel-Effekt, 161  
 Positionierung  
     laterale, 23  
 PPC, 92, 135  
 PR, 34  
     phasenabhängige, 70  
 Quanten-Hall-Effekt, 39  
 Quantenpunkt-Form  
     im Gleichgewicht, 64  
 Ratenfenster  
     offenes, 152  
 Ratengleichung  
     modifizierte, 153  
 Reflexionsanisotropiespektroskopie, 156  
 Rekonstruktion, 49  
 Relaxation, 78, 85, 102, 114, 116  
 RHEED, 1  
 RHEED-Oszillationen, 49  
 Rydbergenergie, 13  
 Röntgenbeugungsspektroskopie, 81,  
     108, 114, 139  
 scattering, 122  
     ionized impurity, 79, 122  
 Schichtdicke  
     adäquate, 79, 162  
     äquivalente, 78  
 Schottkydiode, 41  
 Segregation, 21, 110  
 Selbstordnung, 17  
 Shubnikov-de Haas, 38, 95, 124  
 Skalierungsverhalten, 63  
 SL, 26  
 SL-Peak, 83  
 Störstelle  
     Signatur, 150  
 Stabilisierung, 100  
 Statistik  
     Fermi-Dirac, 15  
     Maxwell-Boltzmann, 15  
 Störstelle  
     tiefe, 135  
 Substratpeak, 82  
 Supergitter, 15, 26  
 TEM, 28, 32, 136  
     Dotstapel, 137  
     von Quantendrähten, 118  
 TEM,HR-, 29, 31  
 Temperaturkontrolle, 6  
 Typ 1, 11  
 UHV, 3  
 Verarmungsschicht, 41, 54, 132  
 Vererbung, 23, 137  
 Verkipfung, 111  
 Wachstumstemperatur, 50  
 Wachstumsunterbrechung, 7  
 wetting layer, 18  
 Zustandsdichte, 38  
     effektive, 44  
     Oberflächen-, 57